ORSAY
Série A
N° 1033

THESE

DE DOCTORAT D'ETAT

présentée

à l'Université de Paris-Sud
CENTRE D'ORSAY

pour obtenir
LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES

par **Jean-Noël CAPDEVIELLE**

Une méthode de simulation des grandes gerbes de l'air du rayonnement cosmique. Application à la Physique des Hautes Energies et à l'Astrophysique (10^{13} - 10^{21}eV).

Soutenue le 7-11-1972 devant la Commission d'Examen

Président P. LEHMANN

Examinateurs : R. OMNES, J. DUPUY, A. CACHON

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543514_0008

ORSAY
Série A
N° 1033

THESE

DE DOCTORAT D'ETAT

présentée

à l'Université de Paris-Sud
CENTRE D'ORSAY

pour obtenir
LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES

par **Jean-Noël CAPDEVIELLE**

Sujet :

Une méthode de simulation des grandes gerbes de l'air du rayonnement cosmique. Application à la Physique des Hautes Energies et à l'Astrophysique (10^{13} - 10^{21}eV).

Soutenue le 7-11-1972 devant la Commission d'Examen

Président P. LEHMANN

Examinateurs : R. OMNES, J. DUPUY, A. CACHON

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

SOMMAIRE

. UNE METHODE DE SIMULATION DES GRANDES GERBES DE L'AIR DU RAYONNEMENT COSMIQUE.

. Application à l'Astrophysique et à la Physique des Hautes Energies (10^{13} - 10^{21}eV).

Introduction. p.6

Chapitre I : LES GRANDES GERBES DE L'AIR. p.11

I- Description p.12

1. Modulation des diverses composantes par la cascade hadronique.
2. Cascade photoélectronique.

II- Les grandes gerbes et la Physique des Hautes Energies. . p.22

1. Les "Jets".
2. Théorie des interactions nucléaires de haute énergie.
3. Les grandes gerbes et l'étude indirecte des interactions nucléaires de haute énergie. (10^{13}eV - 10^{21}eV).

III- Les grandes gerbes et l'Astrophysique. p.37

1. Le spectre d'énergie du rayonnement cosmique primaire.
2. La détermination indirecte de la nature et de l'énergie des particules primaires par les grandes gerbes.

IV- Les fluctuations subies par les grandes gerbes. p.42

1. Développement d'une gerbe idéale.
2. Bilan des diverses causes de fluctuations.

Chapitre II : LA METHODE DE SIMULATION. p.48

I- La méthode "pas à pas".

II- L'algorithme de la grande gerbe.

III- Le programme G.G.A.

IV- Présentation des résultats et traitement de l'information.

V- Les programmes spéciaux.

Chapitre III : DETERMINATION DE LA MORPHOLOGIE DES GRANDES GERBES DE L'AIR. p.82

I- Développement longitudinal. p.83

1. L'influence de l'inélasticité moyenne de l'interaction nucléaire.
2. L'influence de la loi de production multiple.
3. L'influence de la section efficace d'interaction.
4. L'influence de l'énergie primaire.

II- Développement latéral. p105

1. La distribution latérale électronique.
2. La distribution latérale des muons.
3. La distribution latérale hadronique.

III- Confrontation avec les résultats expérimentaux. p.122

1. Distributions latérales expérimentales et simulées.
1.1. Répartition latérale des électrons.
1.2. Répartition latérale de muons.
1.3. Répartition latérale des hadrons.
2. Confrontation avec les résultats expérimentaux du développement longitudinal.

IV- L'influence des fluctuations sur les grandes gerbes. . . p.134

1. Les fluctuations du type I.
2. Les fluctuations du type II.
3. Les grandes gerbes engendrées par des noyaux.

4. Fluctuations du type I subies par les gerbes engendrées par des noyaux lourds.
5. Les grandes gerbes engendrées par des antiprotons.

Chapitre IV : L'APPLICATION DE LA METHODE DE SIMULATION A LA PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES ET A L'ASTROPHYSIQUE. p.170

I- Méthodes d'investigation en Physique des Hautes Energies. . p.171

1. L'accès aux valeurs moyennes de chacun des paramètres de l'interaction (entre 10^{13}eV et 10^{21}eV).
   a- l'inélasticité moyenne de l'interaction.
   b- la section efficace d'interaction.
   c- la multiplicité moyenne des particules créées.
   d- l'impulsion transverse moyenne.
2. Stabilité des interactions de haute énergie et rivages d'"Asymptotie".
3. L'accès aux valeurs singulières des paramètres de l'interaction.

II- Application de l'analyse des grandes gerbes à l'Astrophysique. . . . . p. 194

1. La détermination de l'énergie primaire.
   a- relation $N_e - \bar{E}_p$.
   b- influence composée de fluctuations du type I et II sur l'appréciation de E_p.
   c- accès à E_p pour des gerbes individuelles.
2. L'identification du corpuscule primaire.
   a- les noyaux lourds primaires.
   b- autres corpuscules primaires.
3. Le spectre d'énergie des corpuscules primaires.

Chapitre V : EXEMPLE D'UTILISATION DE LA METHODE DE SIMULATION .
- application à l'expérience du groupe Kiel (Allemagne) réalisée au Pic du Midi (2860 m). p.233

I- Description du dispositif expérimental. p.234

1. Perspectives physiques.
2. Les détecteurs et l'électronique associée.

II- Interprétation des résultats de Kiel et du Pic du Midi. . p.238

1. La détermination de l'exposant Γ de décroissance du spectre d'énergie intégral du rayonnement cosmique à 10^{15}eV.
2. Les abondances hadroniques de haute énergie.

Chapitre VI : DEVELOPPEMENTS POSSIBLES. p.251

I- Usage "prédictif" de la méthode de simulation. p.252

1. Les électrons de haute énergie dans les grandes gerbes.
2. Calcul de la composante Cerenkov en vue d'une comparaison avec l'expérience réalisée au Pic du Midi par le groupe de Turin (Italie).
3. Grandes gerbes dans les atmosphères planétaires, à l'échelle microscopique et macroscopique. Libération d'un faisceau de 300GeV dans l'atmosphère.
4. Ionisation atmosphérique induite par les grandes gerbes.

II- Applications diverses. p.277

1. Non violation du théorème de Pomeranchuk, du théorème de Froissart et du principe d'indépendance des charges jusqu'à 10^{16}eV.
2. Spectre d'énergie des muons (confrontation de "l'effet d'Utah" aux résultats des grandes gerbes).
3. Quarks et "coeurs" de grandes gerbes.
4. Espérance de détection d'évènements de haute énergie.
5. Méthode d'analyse des gerbes individuelles.
6. Examen de l'évènement le plus énergique enregistré (4.10^{21}eV).

- Conclusion. p293

INTRODUCTION

Lorsqu'en 1954 il prit sa retraite de Président de la Société Américaine de Physique, Fermi exposa dans une allocution qui n'était pas dépourvue d'humour les progrés apportés par les accélérateurs à tension de plus en plus élevées ; il montra sous forme de diagramme logarithmique les progrés exponentiels accomplis en fonction du temps, l'extrapolation révélant la possibilité d'accéder à des énergies comparables à celles des rayons cosmiques, une dizaine de lustres plus tard, avec des accélérateurs dont les anneaux matérialiseraient des méridiens terrestres.

C'est maintenant devenu un lieu commun que d'identifier l'avènement de chaque accélérateur de puissance accrue à l'ouverture d'une nouvelle porte sur une région de la nature réputée jusque là inaccessible, mais la course aux énergies n'a pas suivi le rythme que Fermi s'était plu à imaginer : l'accélérateur européen de 300 GeV ne fonctionnera qu'au milieu de cette décennie et, même en tenant compte des possibilités nouvelles offertes par les I.S.R., il y a lieu de penser qu'en raison des difficultés d'ordre technique ou économique rencontrées, une énergie de 10^{15} eV peut être considérée comme un plafond à la Connaissance jusqu'à la fin du XX^{ème} siècle.

Une telle énergie est largement dépassée par celles des particules du rayonnement cosmique, mais les techniques connues n'autorisent pas une interprétation directe des évènements au delà de 10^{14} eV : cette limite est celle des satellites Proton et des émulsions qui, en outre, enregistreraient un nombre d'évènements trop faible aux énergies supérieures, leurs aires de détection étant trop réduites pour compenser la forte diminution du nombre des particules cosmiques primaires quand l'énergie augmente.

Cette énergie de 10^{14} eV coïncide justement avec l'énergie à partir de laquelle les grandes gerbes de l'air créées dans l'atmosphère, lors de l'arrivée d'une particule cosmique de haute énergie, sont détectables au niveau de la mer. Grâce à l'amplification sur les aires, propre aux grandes gerbes, la fréquence de détection d'évènements de très haute énergie est considérablement augmentée, à tel point qu'il a été possible de détecter récemment un évènement de $4.10.^{21}$ eV.

Depuis la découverte des grandes gerbes au Pic du Midi de Bigorre en 1938 par l'équipe de l'Ecole Normale Supérieure, dirigée par le professeur Pierre Auger (1), la question s'est posée maintes fois d'interpréter à partir d'expériences au sol les phénomènes fondamentaux qui étaient responsables de l'apparition et du développement des diverses cascades de particules secondaires, ainsi que de mesurer l'énergie du corpuscule primaire et de l'identifier. Les difficultés rencontrées furent telles qu'aucune tentative dans ce sens ne fut suivie bien loin avant cette dernière décennie, comme le reflètent les impressions de A. Ramakrishnan et B. Rossi, partagées par J.R. Oppenheimer :

"a quantitative study of this is a formidable task. The inclusion of all the processes makes the problem mathematically intractable and numerical computation almost impossible".

"This problem is one of almost hopeless complexity".

Ce n'est qu'en 1963, à l'instigation de A. Zatsepin, Président de l'Académie des Sciences Soviétique, que des calculs plus approfondis furent repris pour mieux expliquer, tout au moins, la morphologie des grandes gerbes : l'évidence d'un arbitrage de la dégradation de l'énergie primaire par les paramètres de l'interaction nucléaire laissait espérer la détermination des caractères généraux de l'interaction nucléaire, par comparaison de gerbes simulées, bâties à partir de divers modèles d'interaction, et de gerbes détectées : nous avons élaboré ainsi, il y a cinq ans, une méthode générale de simulation des grandes gerbes, adaptée aux ordinateurs actuels, qui a été développée et améliorée sans cesse à cette fin.

Pratiquée de la sorte, l'étude des grandes gerbes nous a apporté la conviction que celles-ci étaient l'unique moyen d'acquérir immédiatement des informations précieuses en Physique des hautes énergies (supérieures à 10^{15}eV) et même en Physique des énergies ultimes (supérieures à 10^{19}eV).

L'interaction nucléaire de très haute énergie reste le rocher de Sisyphe des théoriciens des hautes énergies, mais elle est également la pierre angulaire de tout progrés en Astrophysique fondé sur le déchiffrement du spectre d'énergie des rayons cosmiques : les grandes gerbes offrent en effet la possibilité, à partir des mêmes enregistrements expérimentaux, de décrire l'aspect général de l'interaction, puis, en fonction du type d'interaction déterminé, d'évaluer avec une bonne précision l'énergie des corpuscules primaires et leur nature chimique.

Les particules du rayonnement cosmique véhiculent une énergie considérable : de l'ordre de 1eV/cm^3, la densité de cette énergie (133) est comparable ou supérieure à la densité totale du rayonnement électromagnétique, lumière stellaire comprise. Cette énergie semble se propager sans histoire dans l'Univers le long de parcours démesurés, puis disparaitre inéluctablement en des "points" singuliers (régions où la densité de matière devient appréciable) en se dégradant définitivement sous forme de grande gerbe généralisée. Le Secrétaire de l'Académie de Saturne, ou son ami l'habitant de Sirius, sont très mal placés pour exploiter confortablement les informations tirées des grandes gerbes, mais l'atmosphère de la Terre se comporte comme un détecteur providentiel de particules de haute énergie et un révélateur bien approprié, au niveau du sol, du message contenu dans le spectre d'énergie des particules primaires.

Notre connaissance est organisée en un mouvement de va et vient entre deux pôles qui limitent notre perception de l'Univers :

- matière-énergie
- onde- corpuscules
- périodique-continu, etc...

L'approche phénoménologique des grandes gerbes par la méthode de simulation les place au centre d'un nouvel axe de la Connaissance en spirale, l'axe Physique des Hautes Energies-Astrophysique, et cette situation priviliégée, associée à des avantages économiques défiant toute

concurrence (le coût d'une installation de grandes gerbes est de quelques centîmes/GeV), semble les appeler à jouer un rôle fondamental au cours des prochaines années.

AVERTISSEMENT

Cet exposé pourra paraître quelque peu surchargé de données numériques consignées dans des tableaux ou des abaques, l'élégance mathématique ayant été sacrifiée à l'efficacité. En fait, ces données sont destinées à tous les laboratoires pour permettre une interprétation aussi complète que possible, par interpolation, de chaque évènement de haute énergie dès l'enregistrement d'une grande gerbe, quelles que soient les conditions de détection.

La relation répétée de ces informations ne contient pourtant qu'une faible partie des résultats apportés par une application intensive de la méthode de simulation et il n'est pas exclu que des tables soient publiées ultérieurement pour favoriser le déchiffrement des données expérimentales.

Pour mesurer les conditions de validité des méthodes d'accès aux paramètres qui décrivent l'interaction de haute énergie ou de celles qui concernent l'interprétation du spectre d'énergie cosmique primaire (chap. IV), il est indispensable de prendre connaissance de l'influence naturelle des fluctuations (chap. III parag. IV).

CHAPITRE I

LES GRANDES GERBES DE L'AIR

I- DESCRIPTION DES GRANDES GERBES DE L'AIR

Lorsqu'un corpuscule de haute énergie traverse l'atmosphère, il déclenche une série d'interactions nucléaires. Au cours de chacune de ces interactions sont engendrées de nombreuses particules secondaires qui seront elles-mêmes à l'origine d'autres interactions nucléaires, (où de nouvelles particules secondaires seront produites), mais également d'interactions électromagnétiques et faibles. Ainsi se développe une véritable averse de particules d'autant plus nombreuses que leur énergie individuelle va décroître : c'est la grande gerbe de l'air, réponse de l'atmosphère de la terre qui se comporte comme un gigantesque détecteur de particules lors de l'arrivée de toute particule d'origine cosmique dont l'énergie E_p dépasse 10^{13} eV.

1) Modulation des diverses composantes de la grande gerbe par la cascade hadronique :

En admettant que la particule cosmique primaire associée à cette myriade de particules secondaires est un proton arrivant verticalement, la grande gerbe peut se représenter qualitativement de la manière suivante (figure 1). Le passage du proton à travers l'écran atmosphérique de 1000 g/cm^2 donne lieu à une douzaine d'interactions du type proton-noyau avec les noyaux des constituants de l'air (libre parcours moyen géométrique de l'ordre de 90 g/cm^2). Ces interactions sont échelonnées en altitude, la première ayant lieu à environ 17 km au-dessus du niveau de la mer. Ces interactions nucléaires de haute énergie sont inélastiques et le proton perd une fraction de son énergie lors de chacune d'elles. Les particules créées lors de ces interactions sont des mésons chargés ou neutres (le plus souvent des pions) et plus rarement des nucléons et antinucléons, des hypérons et autres particules étranges.

Schéma des interactions initiales d'une grande gerbe de l'air

fig 1

Les mésons chargés se désintègrent en muons ou interagissent à leur tour dans des collisions semblables aux collisions nucléon-noyau. Les mésons neutres peuvent interagir avec les noyaux, mais la probabilité de cette interaction est trop faible car ils possèdent une durée de vie très brève par rapport aux mésons chargés.

Avec une durée de vie moyenne de $2{,}2.10^{-8}$ sec. les mésons π^+ ont généralement le temps de parcourir un libre parcours moyen d'interaction s'ils sont assez énergétiques. Au contraire les mésons π° qui ont une vie moyenne de 10^{-16} sec. se désintègrent immédiatement en deux photons γ très énergétiques qui engendrent des cascades photoélectroniques. Ces cascades photoélectroniques forment la composante photoélectronique qui est numériquement la plus importante de la grande gerbe.

Les mésons K^+ et K^- ont des vies moyennes de $1{,}22.10^{-8}$ sec. et $1{,}1.10^{-8}$ sec. Ils peuvent interagir au cours de collisions identiques aux collisions pion noyau ou se désintégrer .

La désintégration $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$

$K^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$

est la plus fréquente - (63% des cas). Les mésons K° se désintègrent en général (69% des cas) en un π^+ et un π^-, s'ils n'interagissent pas. Les baryons Σ^+ et Σ^- qui ont une vie moyenne de $0{,}8.10^{-10}$ sec. et $1{,}6.10^{-10}$ sec. se désintègrent respectivement, le premier en $p + \pi^\circ$ (49% des cas) ou $n + \pi^+$ (51% des cas), le second en $n + \pi^-$ (100 % des cas).

Les hypérons de hautes énergies produisent des collisions du type nucléon-noyau, interagissent aux basses énergies avec les noyaux pour former des "hyperfragments" ou se désintègrent. Les "hyperfragments" se désintègrent à leur tour en noyaux avec ou sans émission de pion. D'une manière générale toutes les particules chargées qui ont une vie moyenne inférieure à 10^{-10} sec. ne se manifestent pas dans la Grande Gerbe, où interviennent seuls les produits de désintégrations, et l'on pourra, en première approximation, considérer qu'à chaque interaction de très haute énergie les particules secondaires émises sont uniquement des pions.

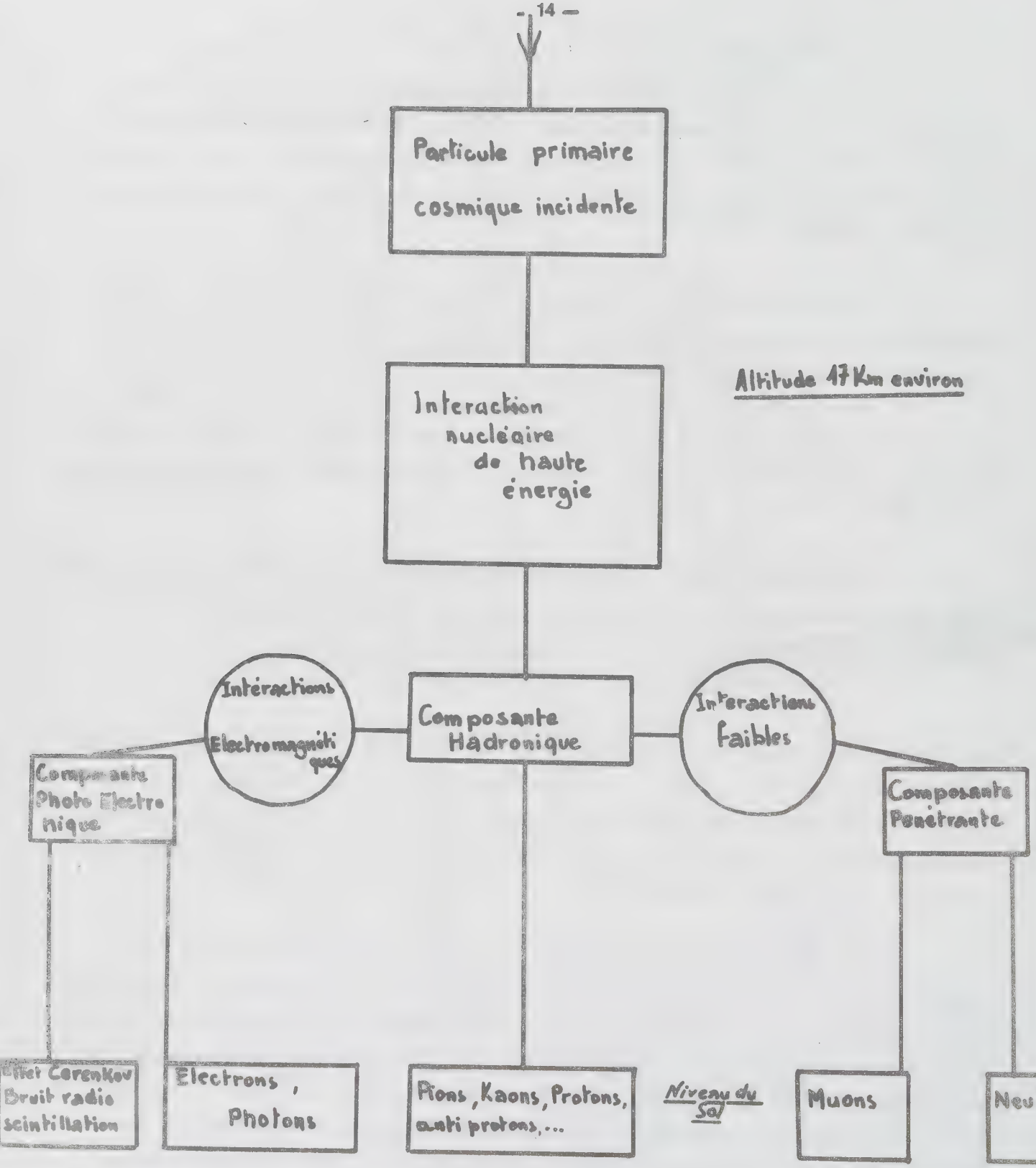


Diagramme simplifié du développement de la grande gerbe de l'air

Fig 2

A une altitude voisine de 14 km le proton va interagir une seconde fois, tandis que tous les pions émis lors de la première collision vont interagir à peu près au même niveau, pour créer de nouveaux pions secondaires qui vont interagir à leur tour. C'est ainsi que se développe jusqu'au sol la cascade de particules nucléairement actives ou hadrons qui constitue le "squelette" de la Grande Gerbe. Cette composante hadronique est responsable d'une kyrielle d'interactions de haute énergie du type pion-noyau qui jouent avec les interactions proton-noyau un rôle très important dans le développement de la gerbe. Le nombre total des particules s'accroît à mesure que leur énergie s'affaiblit, passe par un maximum, puis décroît lorsque les pions créés sont trop peu énergiques pour créer de nouvelles particules et se désintègrent en muons avec une probabilité croissante.

Une gerbe engendrée par un proton de 10^{15} eV compte environ 10 000 interactions nucléaires de haute énergie et 100 000 désintégrations (750 000 interactions de haute énergie et 6.10^{6} désintégrations si Ep = 10^{17} eV). Les particules hadroniques sont très énergiques et s'écartent très peu de la direction d'arrivée de la particule primaire . Cette direction constitue l'axe d'une symétrie cylindrique presque parfaite dans le développement de la gerbe. La concentration de ces hadrons au voisinage de l'axe de la grande gerbe s'appelle le "coeur" de la gerbe. La grande gerbe est donc formée de trois composantes (figure 2) :

- la composante photoélectronique
- la composante pénétrante
- la composante hadronique

C'est cette dernière qui arbitre le développement des deux précédentes. La grande gerbe peut être assimilée à une "goutte" allongée (figure 3) emplie de particules qui se multiplient. Cette "goutte" se rapproche du sol à une vitesse pratiquement égale à celle de la lumière. Les gerbes de 10^{13} eV (B) atteignent le sommet des montagnes (Chacaltaya, Jungfraujoch, Pic du Midi) et les gerbes de 10^{15} eV atteignent aisément le niveau de la mer. Lorsque l'énergie est trop faible (A), l'observateur placé au sol détecte des rayons cosmiques isolés

particules cosmiques primaires.

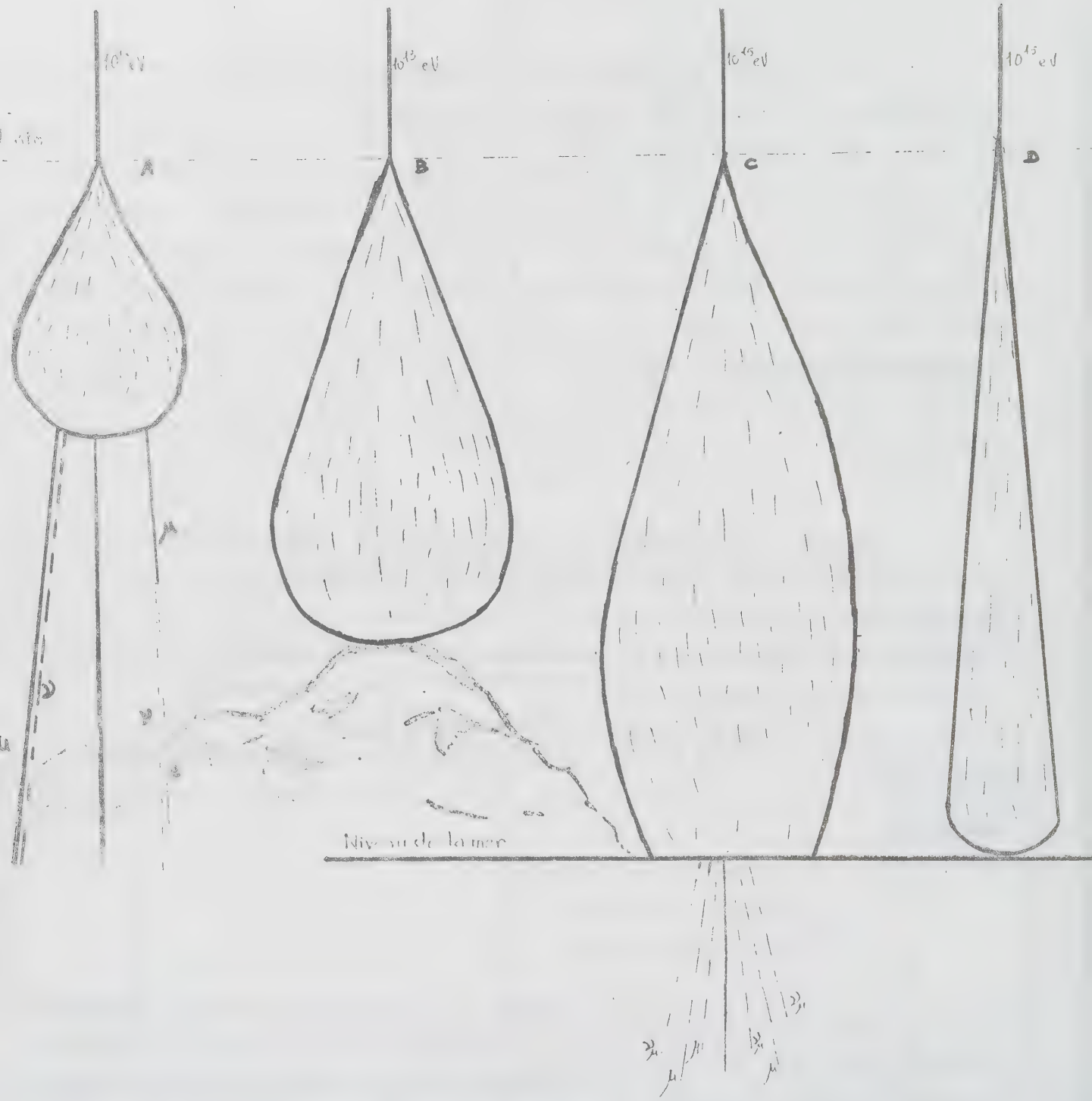


Fig 3

(muons et électrons). Une gerbe d'énergie supérieure à 10^{15} eV se manifeste sur le plan horizontal comme le front d'une onde plane dont le rayon de courbure est de plusieurs kilomètres (C).

Les électrons et les photons sont absorbés par quelques mètres de terre, tandis que les muons et les neutrinos de la composante pénétrante peuvent être détectés dans des mines profondes. L'extension latérale des particules est faible et la gerbe dessinée en (D) est mieux proportionnée que les gerbes (A), (B) (C) volontairement dilatées. Théoriquement, la grande gerbe est étudiée sous deux aspects : son développement longitudinal et son développement latéral.

Le développement longitudinal représente la variation du nombre des particules de chaque composante $N_e(t)$, nombre d'électrons-positons, $N_\mu(t)$, nombre de muons, $N_h(t)$, nombre d'hadrons, en fonction de l'épaisseur d'atmosphère traversée t (g/cm^2) (fig. 15) : la composante photoélectronique connaît le même développement (croissance puis absorption) que la composante hadronique, mais $N_\mu(t)$ ne cesse de croître pour se saturer au niveau de la mer. Presque tous les hadrons se désintègrent directement ou indirectement et d'autant plus fréquemment que leur énergie diminue en muons et neutrinos. Ces muons sont des leptons qui n'intéragissent pratiquement pas et possèdent le plus souvent une énergie suffisante pour atteindre le sol sans se désintégrer .

Le développement latéral comprend la variation de la densité $\Delta(r)$ des particules en fonction de la distance r au "coeur" dans un plan perpendiculaire à l'axe à une certaine profondeur d'atmosphère. Ces densités Δ_e, Δ_μ, Δ_h, d'électrons, de muons, d'hadrons, des trois composantes diminuent régulièrement lorsqu'on s'éloigne de l'axe, leur loi de décroissance pouvant être différente pour diverses valeurs de t. La composante photoélectronique est l'ensemble des cascades photoélectroniques engendrées par chacun des photons de haute énergie provenant de la désintégration de chaque π° secondaire créé lors de chaque interaction de haute énergie.

C'est surtout grâce à ces cascades qui font de la composante photoélectronique, de très loin, la composante la plus riche en nombre de la gerbe, que l'atmosphère en multipliant par millions les particules secondaires joue le rôle

d'un immense détecteur de particules de haute énergie. Ces électrons s'écartent sensiblement de l'axe sous l'effet de la diffusion coulombienne multiple et la gerbe peut "arroser" au sol plusieurs hectares. Une seule particule primaire d'énergie supérieure à 10^{18} eV arrive tous les 3 ans sur une surface de 1 m^2, ce qui réduit à néant les chances d'observation à l'aide d'un détecteur placé à l'extérieur de l'atmosphère. Au niveau du sol des détecteurs classiques permettent d'enregistrer le même événement en quelques semaines. Les primaires de 10^{16} eV sont encore rares, mais les gerbes qu'ils engendrent peuvent être détectées au niveau de la mer à raison de plusieurs par heure. Cette amplification sur les aires apporte un avantage considérable aux grandes gerbes dans la détection des primaires de haute énergie et c'est par l'intermédiaire d'une gerbe de taille très élevée que Linsley (2) a pu détecter l'arrivée d'un corpuscule cosmique primaire dont l'énergie a été estimée voisine de 10^{20} eV.

Pour mieux comprendre le développement de cette composante photoélectronique nous allons étudier sommairement une cascade créée par un seul photon.

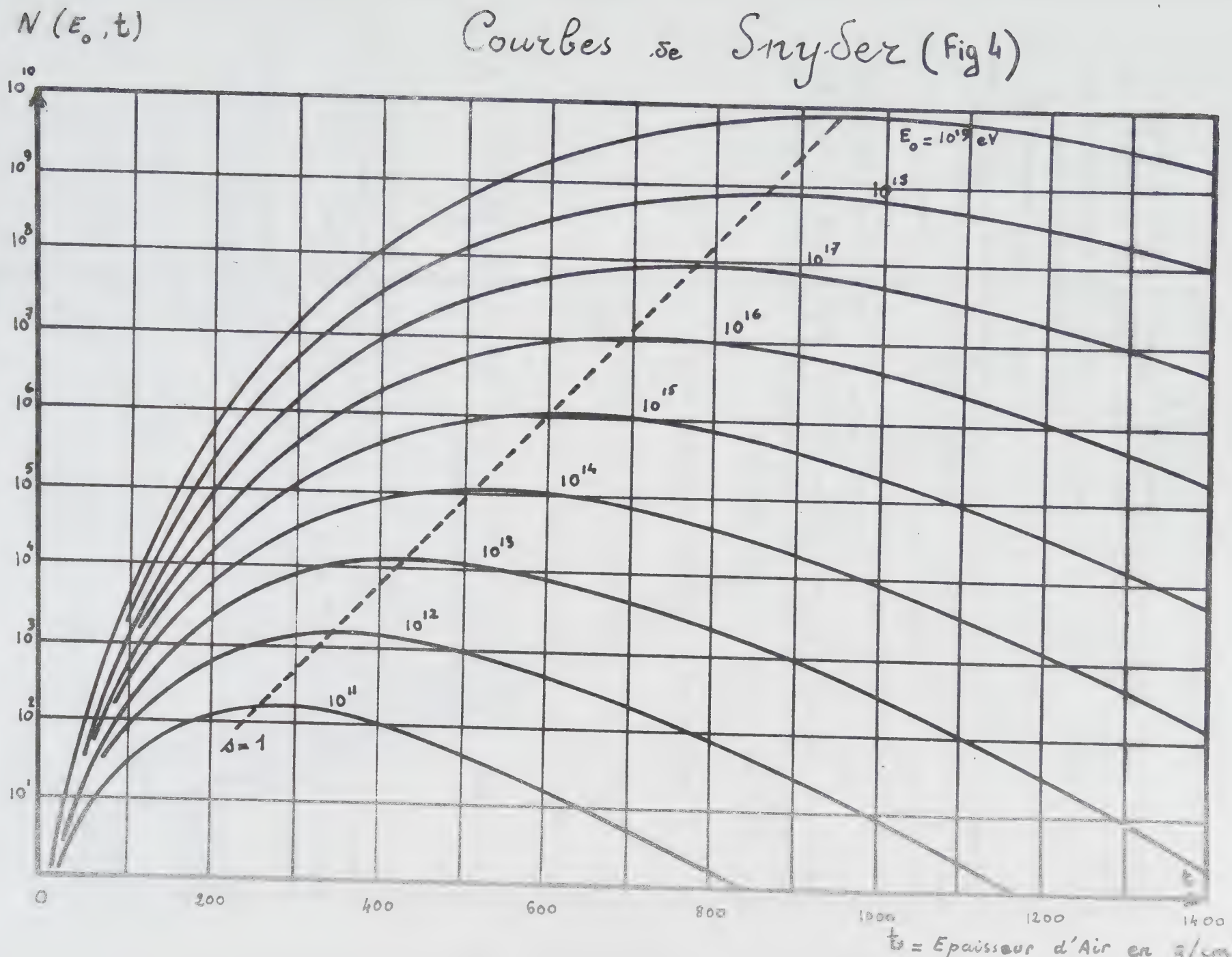
I.2 Cascade photoélectronique :

Le principe de "croisement" permet d'associer à la réaction de matérialisation $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$, la réaction du "bremsstrahlung" (ou rayonnement de freinage) $e^+ \rightarrow \gamma + e^+$, les théories des deux phénomènes étant semblables. Pour les électrons très énergiques, l'ionisation est négligeable devant le rayonnement et l'on peut définir, à partir de la section efficace totale pour le transfert d'énergie par rayonnement, la "longueur de radiation" x_o, analogue à un libre parcours moyen. Un électron qui a parcouru cette distance x_o dans le milieu considéré voit son énergie divisée par e.

e=2,718 . Pour l'air $x_o = 37,7\ g/cm^2 = 2,92 \frac{1}{P} \frac{T}{273} 10^2$ m.

La première théorie d'une cascade photoélectronique est due à Carlson et Oppenheimer et, indépendamment à Bhabha et Heitler. La probabilité pour qu'un photon produise une paire d'électrons dans une épaisseur de matière dx est donnée par $\frac{dx}{x_o}$. Dans le modèle simple d'Heitler on suppose que les probabilités de "bremsstrahlung" et de production multiple sont égales ($\frac{7}{9} x_o = \lambda_o$). L'énergie moyenne perdue par longueur de radiation est proportionnelle aux très hautes énergies à l'énergie de l'électron :

$$\frac{\partial E}{\partial t} \sim E \rightarrow E = E_o e^{-t}$$


N (E₀, t)
Courbes de Snyder (Fig 4)
E₀ = 10¹⁹ eV
10¹⁸
10¹⁷
10¹⁶
10¹⁵
10¹⁴
10¹³
10¹²
10¹¹
Δ = 1
10¹⁰
10⁹
10⁸
10⁷
10⁶
10⁵
10⁴
10³
10²
10¹
0
200
400
600
800
1000
1200
1400
t = Epaisseur d'Air en g/cm²

Lorsque cette énergie est égale à l'énergie critique ε_o = 84,2 MeV (pour l'air), la cascade cesse de se développer. Cette énergie critique est telle que, pour $E = \varepsilon_o$, les pertes d'énergie par ionisation sont égales aux pertes par rayonnement. Carlson et Oppenheimer expriment à l'aide d'équations de diffusion la variation du nombre de photons et d'électrons d'énergie donnée E traversant une épaisseur de matière dt (approximation A). Nous nous placerons dans l'approximation B en utilisant les courbes de Snyder (2)(3) construites en tenant compte des trois processus : production de paires par les photons, "bremsstrahlung" des électrons, perte d'énergie par ionisation.

On peut lire sur les courbes de Snyder le nombre total d'électrons en fonction de l'épaisseur de matière traversée pour chaque photon d'énergie E_o, générateur de la cascade (figure 4). (On suppose ici que le photon générateur est créé avant de pénétrer dans l'atmosphère).

Ces courbes correspondent à l'équation (4) :

$$N(E_o, \mu) = \frac{0,31}{\beta_o^{1/2}} \exp\left(\mu\left(1 - \frac{3}{2}\log s\right)\right)$$

où $\mu = \frac{t}{x_o}$ (t est l'épaisseur d'air traversée en g/cm^2), $\beta_o = \log \frac{E_o}{\varepsilon_o}$;

$s = \frac{3\mu}{\mu + 2\beta_o}$ est l'âge de la cascade (il est égal à 1 quand celle-ci est à son maximum de développement).

De même que les courbes de Snyder révèlent le développement longitudinal d'une cascade photoélectronique, les courbes de Nishimura-Kamata (5), obtenues par une théorie du même genre, représentent la distribution latérale des électrons de la cascade photoélectronique.

Ces courbes de Nishimura-Kamata ont un profil caractéristique pour chaque âge s de la cascade (figure 5) et la formule analytique (4) qui leur correspond est :

$$\Delta\left(\frac{r}{r_o}\right) = N(E_o,\mu)C(s)\left(\frac{r}{r_o} + 1\right)^{s-2}\left(\frac{r}{r_o}\right)^{s-4,5}$$

avec $C(s) = \frac{\Gamma(4,5 - s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4,5-2s)}$

Courbes de Nishimura - Kamata

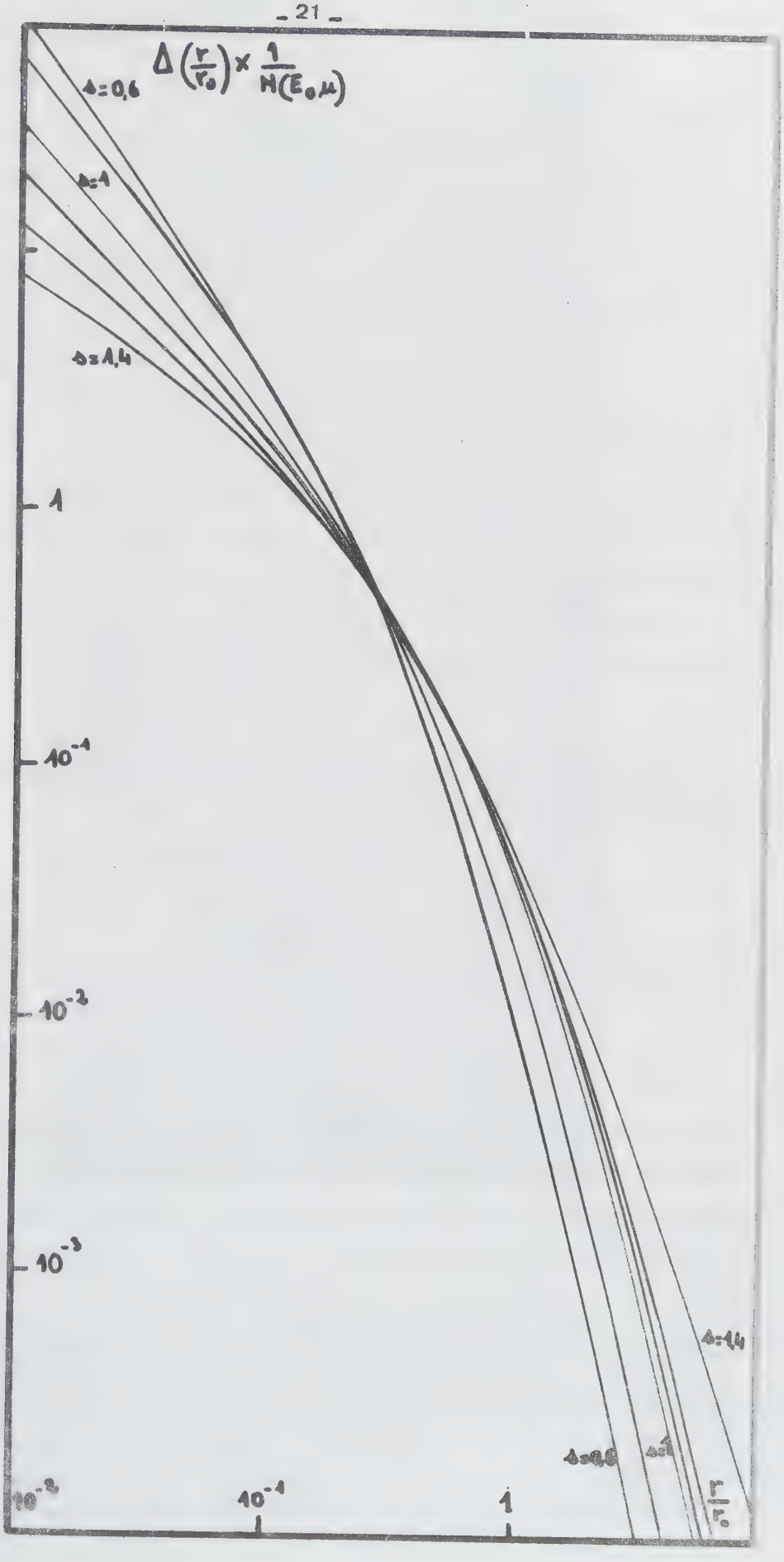


Fig 5

Λ est la densité des électrons pour une surface r_o^2

r_o est l'unité naturelle de déplacement latéral dans l'air et équivaut à 9,5 g/cm^2. (elle peut se calculer à partir de l'angle de diffusion coulombienne multiple des électrons).

r_o dépend de la profondeur $u = \frac{t}{t_o}$ du plan dans lequel est étudiée la distribution latérale et vaut 79 mètres au niveau de la mer.

Dans une grande gerbe issue d'un proton de 10^{15} eV, il y a environ 50 000 photons (3.10^6 pour un proton primaire de 10^{18} eV), d'énergies échelonnées entre 1500 et 1 GeV (6) (respectivement 10^6 et 1 GeV) qui vont créer, chacun, leur propre cascade photoélectronique qui pourra naître entre 17000 m et le niveau de la mer. C'est la superposition des 50 000 cascades considérée à une altitude donnée (où elles ont atteint des stades de développement divers et possèdent chacune un "âge" s différent) qui constitue la composante photoélectronique de la grande gerbe.

II- LES GRANDES GERBES DE L'AIR ET LA PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES

La grande gerbe naît et se développe à partir d'interactions nucléaires de haute énergie . L'on peut s'attendre à ce que les propriétés de ces interactions qui interviennent par millions dans la grande gerbe imposent, en arbitrant la dégradation de l'énergie primaire, la forme des diverses composantes de la gerbe observables par l'expérimentateur. Les énergies de ces interactions sont particulièrement élevées (on a vu plus haut qu'elles pouvaient atteindre 10^{20} eV) par rapport aux énergies atteintes par les accélérateurs les plus puissants (200GeV pour Batavia , 70 GeV pour Serpukhov) : il semble inconcevable de construire des machines susceptibles de fournir des accélérations comparables à celles que la Nature communique aux particules du rayonnement cosmique avec une aisance surprenante.

Les interactions nucléaires de haute énergie peuvent être étudiées expérimentalement à l'aide des accélérateurs et au-delà du plafond de ces derniers par les diverses techniques des émulsions ("Jets").

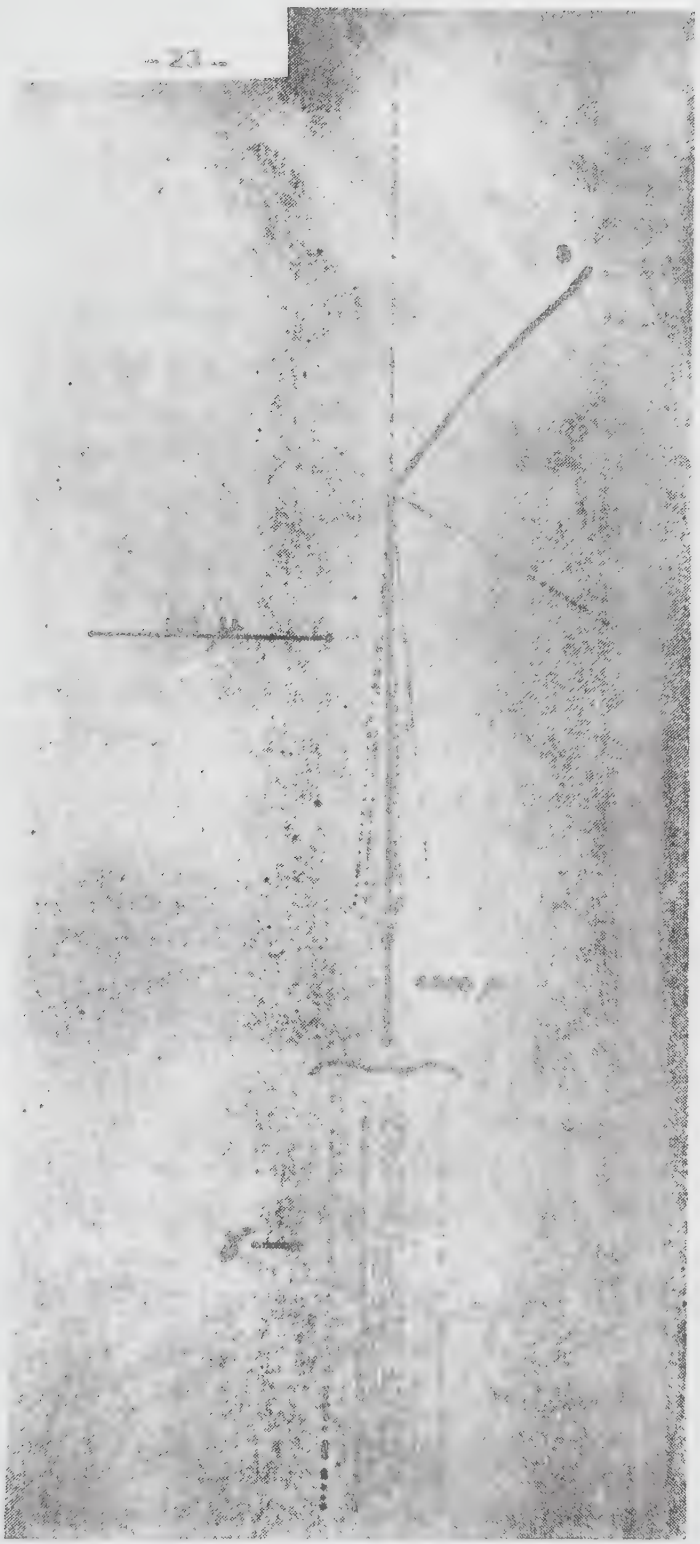


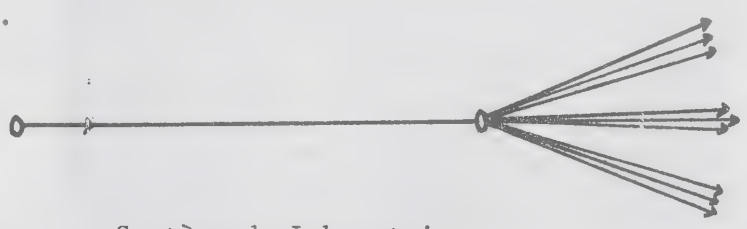
Fig 6 d'après (7)

nuclear event observed by Lord, Fainberg, and Schein (LJJ50) in an Ilford G5 electron-sensitive emulsion exposed at about 27,000 meters (19 g cm^{-2}). The initiating particle appears to be a high-energy proton. The products of the nuclear interaction include a single heavily ionizing particle, *B* (possibly a proton of about 10 Mev energy); a proton, *C*, of about 200 Mev; and 15 particles of minimum ionization. Of these, 7 are emitted in a very narrow cone (0.033 radian half angle), and 8 in a wider cone (0.13 radian half angle). An electron pair, *γ*, of very small angular divergence, is produced in the core 1,800 microns from the point of origin of the interaction. This picture is considered as strong experimental evidence for the multiple production of mesons in a single nucleon-nucleon collision. For a more detailed discussion of this event, see § 20.

II 1 Les "Jets"

Les énergies atteintes par les accélérateurs sont trop proches des seuils de création des particules (environ 300 MeV pour obtenir un pion et presque 6 GeV dans le système du laboratoire pour obtenir un antiproton) et ce sont surtout les "Jets" (interactions nucléaires de particules cosmiques observées directement dans des émulsions photographiques) qui ont permis de mettre en évidence quelques traits caractéristiques de la production multiple (7) :

1) Il existe un cône interne et un cône externe formés par les impulsions des particules secondaires. L'émission de ces particules dans le système du centre de masse est donc fortement concentrée vers l'avant et vers l'arrière.



Système du Laboratoire

Système du Centre de Masse

Dans le système du laboratoire, l'angle d'émission le plus élevé (correspondant à un angle de 90° dans le système du centre de masse) est $\eta_{rad} = \sqrt{\frac{2}{E_p}}$ (annexe)

2) En moyenne, environ 40 % de l'énergie de la particule primaire est utilisée pour la création de nouvelles particules.

3) La multiplicité augmente faiblement avec l'énergie du primaire et peut être sujette à des fluctuations importantes.

4) Plus de 70% des particules secondaires sont des mésons.

5) La section efficace pour des énergies de plusieurs milliers de GeV est peu différente de celle que l'on observe pour quelques GeV.

6) Le"moment" transverse moyen qui n'est pas affecté par la transformation de Lorentz est constant pour les pions (0,4 GeV/c.).

La figure 6 est la photographie d'un "Jet". Les diverses théories de production multiple seront étudiées en premier, tandis que les caractéristiques générales des interactions nucléaires (libre parcours moyen, section efficace, moment transverse, inélasticité) qui interviennent dans toutes les théories seront traitées à la suite.

Ces interactions nucléaires de haute énergie ont été également étudiées par les théoriciens.

II.2 Théories des interactions nucléaires de haute énergie

Au sens strict du terme, il n'existe pas de véritable théorie de ces interactions, mais plus exactement des modèles semi-empiriques (quelquefois fondés sur de simples analogies avec d'autres phénomènes bien connus en Physique) qui trouvent leur justification dans leur succès lorsqu'ils sont confrontés avec l'expérience. Les principales "théories" qui ont été avancées pour expliquer les "Jets", sont dans un ordre chronologique:

la théorie d' Heisenberg
la théorie de Lewis, Oppenheimer, Wonthuysen
la théorie de Fermi
la théorie de Landau et de Pomeranchuk

Les deux plus intéressantes sont celles de Fermi et Landau, fondées, la première sur des pures considérations statistiques et thermodynamiques et la seconde sur une analogie avec l'hydrodynamique relativiste.

D'autres modèles ont vu le jour au cours de ces quinze dernières années ; fondés sur l'existence des isobares et des fireball, ce sont :

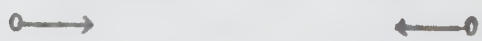
le modèle de Peaslee
le modèle de Takagi
le modèle de Cocconi
le modèle de Niu
le modèle d'Hasegawa (super-quanta)
le modèle de Koshiba (isobare + pionisation)

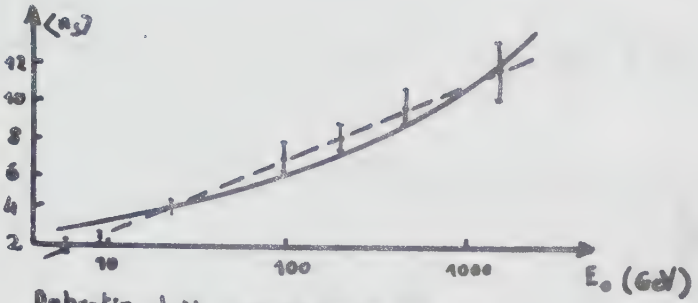
Nous avons déjà fait une description de ces diverses théories (8) et nous nous bornons à reproduire en page 26 les diverses lois de multiplicité auxquelles elles conduisent, ainsi que quelques résultats expérimentaux (figure 7a.b.c.) tirés des émulsions (pour des énergies ne dépassant pas 10^{13} eV). Ce sont les lois de multiplicité du type $M = B\ E_o^{1/4}$ où E_o est l'énergie de la particule incidente dans le système du laboratoire et B une constante qui semblent à ces énergies être compatibles avec les résultats expérimentaux. Il peut être cependant utile de rappeler la définition du fireball et quelques propriétés du plus récent modèle des cosmiciens.

On entend par "fireball" (9) un groupe de mésons qui ont été créés au cours d'une interaction de haute énergie entre hadrons. Ce groupe de mésons se meut comme un tout dont le centre d'impulsion n'est pas immobile dans le système du centre de masse. La distribution des impulsions des mésons dans le référentiel propre de cette entité que constitue le "fireball" est une distribution isotrope dans l'espace des phases, chaque méson y étant doué d'une énergie moyenne de 0,5 GeV.

La figure ci-dessous représente un modèle d'interaction (Niu) avec émission de deux fireballs :

Avant la collision, (système du centre de masse)

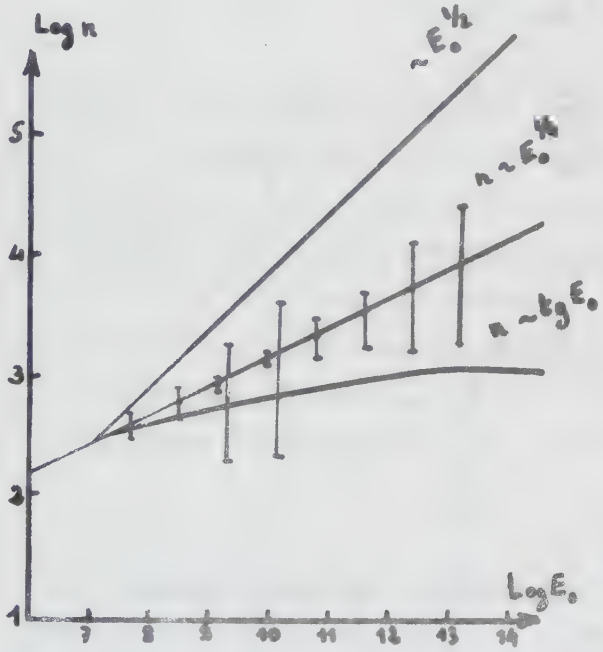




Dobrotin et Al. : multiplicité moyenne
en continu : courbe $\langle n_s \rangle = 2\ E_0^{1/4}$
en pointillé : $\langle n_s \rangle = 4{,}2\ (\log E_0 - 0{,}3)$

fig 7a

Modèle	Loi de multiplicité
Heisenberg	$\frac{E_0^*}{\mu \log (E_0^*/\mu)}$
Lewis - Oppenheimer Wouthuysen	$2\left(\frac{E_0}{M}\right)^{\frac{1}{3}}$
Fermi	$E_0^{\frac{1}{4}}$
Landau	$E_0^{\frac{1}{4}}$
Cocconi	$E_0^{\frac{1}{4}}$
Hasegawa	$\log E_0$
Interactions périphériques	$4{,}2\ (\log E_0 - 0{,}3)$



Astaflev : Multiplicité moyenne aux très hautes énergies (Congrès de Calgary)

fig 7b

Malhotra : multiplicités obtenues à partir d'emulsions nucléaires

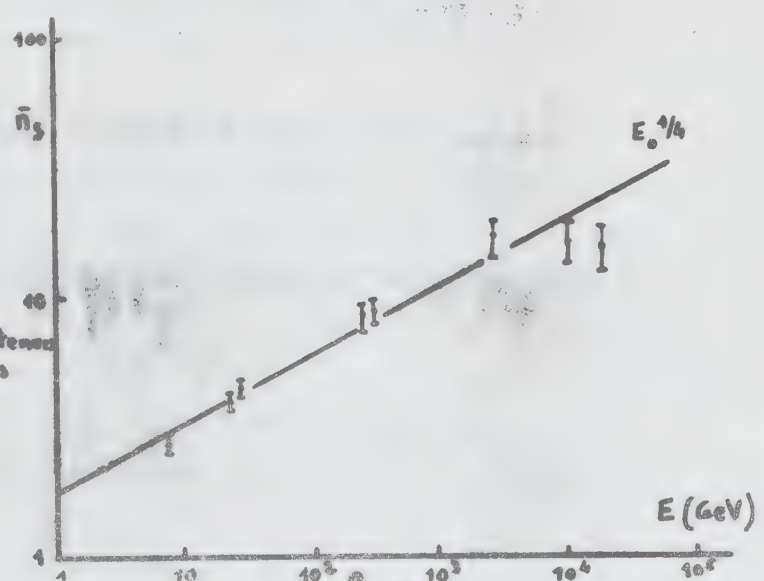
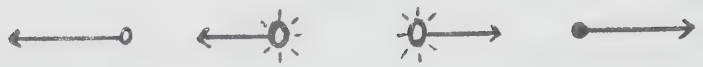


fig 7c

Après la collision,



Nucléon · Fireball Fireball Nucléon

Figure 8 : exemple d'interaction avec émission de deux fireballs.

Deux fireballs sont émis l'un vers l'avant, l'autre vers l'arrière avec des facteurs de Lorentz respectifs γ^*_{av} et γ^*_{ar} . Cette émission a l'avantage d'expliquer (parmi d'autres hypothèses) l'émission en deux cônes dans le système du laboratoire. Il est généralement admis que le nombre de mésons du fireball augmente avec l'énergie disponible dans le système du centre de masse, mais les théoriciens ne sont pas d'accord pour attribuer une masse au fireball, pour savoir si cette masse doit augmenter avec E_o ou demeurer constante, s'il y a augmentation du nombre des fireball et éventuellement quantification des facteurs de Lorentz.

Parmi les modèles "isobare + pionisation", le modèle Aleph χ paraît remporter un certain succès (10) depuis les deux dernières conférences internationales du Rayonnement Cosmique. Le diagramme d'une interaction "Aleph + pionisation" est tracé sur la figure 9.

Les propriétés du baryon excité Aleph sont déterminées et l'un de ses produits de désintégration, le méson ϕ aurait été identifié expérimentalement, tandis que son existence pourrait expliquer certains faisceaux de muons de haute énergie. Le modèle Aleph prédit lui aussi une production multiple en $E_o^{1/4}$.

De nouveaux modèles qui trouvent leur origine dans les théories qui expliquent les réactions de production multiple (mais toujours peu élevées)

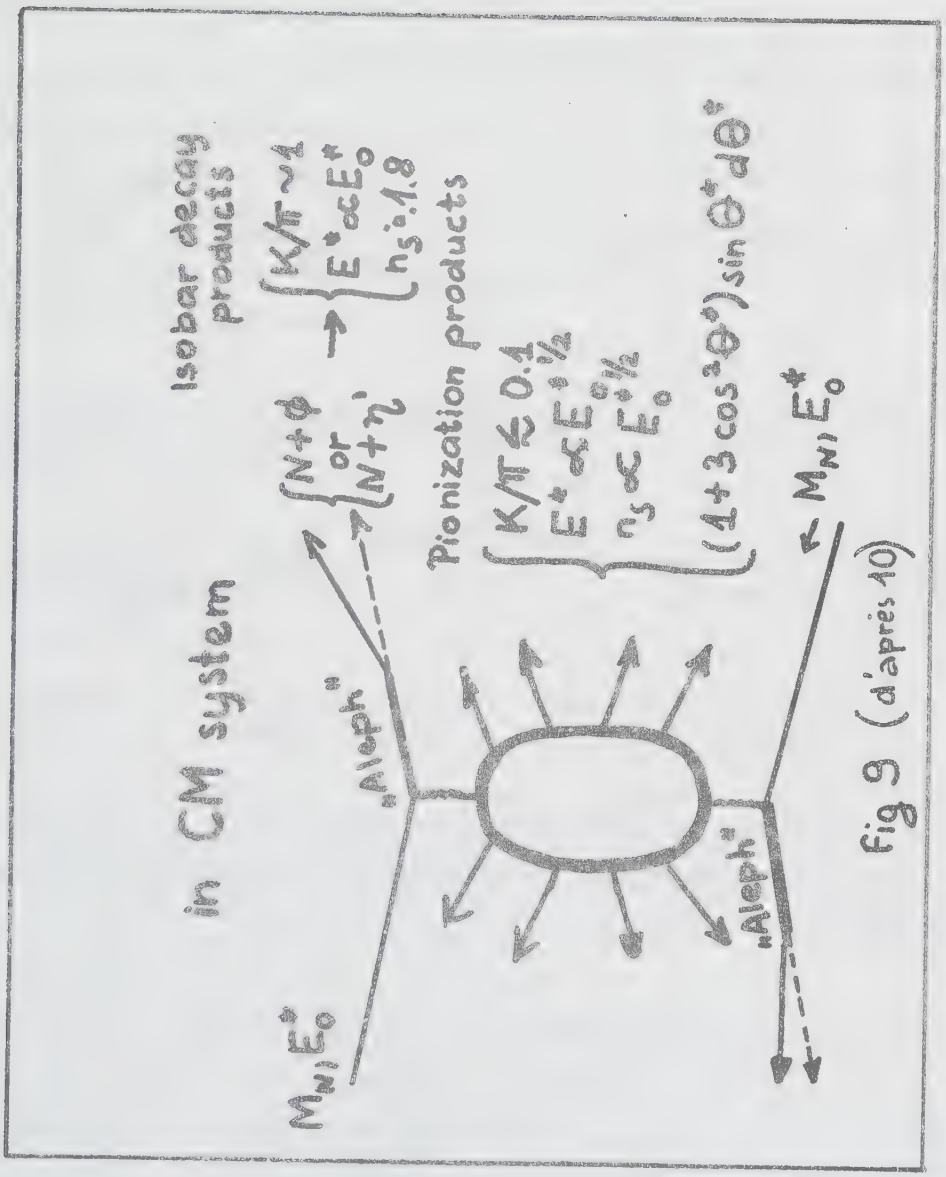


Fig 9 (d'après 10)

obtenues par les accélérateurs et dont ils sont des extrapolations ont été proposés. L'un de ces modèles, fondé sur la théorie des pôles de Regge est le le modèle d'Adair qui considère que les processus prépondérants à très haute énergie sont caractérisés par l'échange de la trajectoire de Pomeranchuk dans ce modèle sont créés deux fireballs M_{av} et M_{ar} interprétés comme des résonances suivant le diagramme ci-dessous :

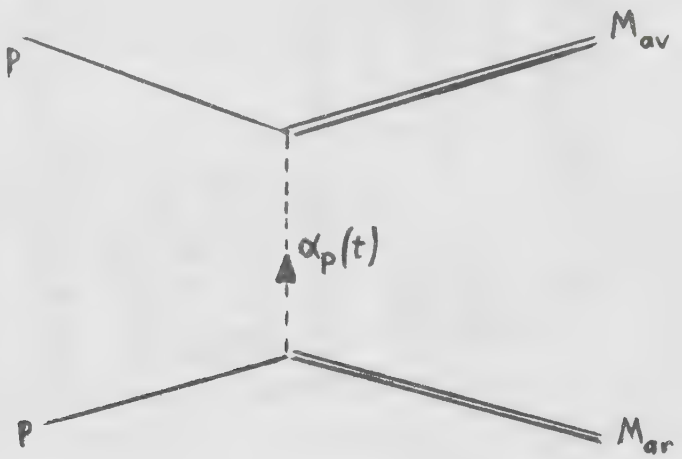


Figure 10 : diagramme du modèle d'Adair

Toujours issu des réactions à deux corps et quasi deux corps, on peut encore citer le modèle multi-Regge (12) qui est une version du modèle de Regge multipériphérique.

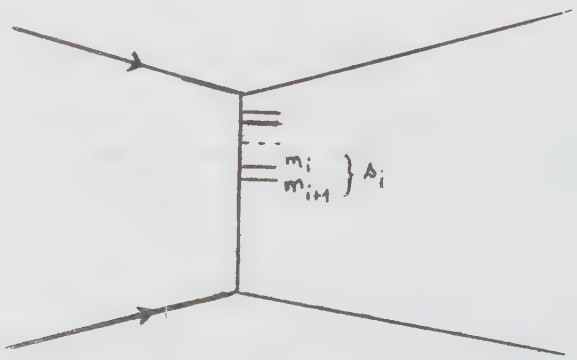


Figure 11 : diagramme du modèle multi-Regge

t_i est le transfert de quadri-impulsion entre groupes de particules, tandis que à basse énergie

$S_i \# (m_i + m_{i+1})^2$. A haute énergie l'amplitude individuelle A_i est douée d'un comportement de Regge $A_i \sim S_i^{\alpha_i(t_i)}$ $(S_i >> (m_i+m_{i+1})^2)$ et l'amplitude totale est $A = \prod_i A_i$.

Ces deux derniers modèles sont en bon accord avec les résultats expérimentaux des interactions où la multiplicité commence à devenir élevée et ils marquent, malgré nombre de difficultés théoriques, le début de très intéressantes tentatives dans le sens d'une extension de la théorie des interactions fortes aux réactions à plusieurs corps et à production multiple très riche du rayonnement cosmique.

I 3 Les grandes gerbes de l'air et l'étude indirecte des interactions de haute énergie (10^{13} eV - 10^{20} eV).

La durée d'une interaction nucléaire de haute énergie est excessivement brève (de 10^{-20} à 10^{-24} seconde) et ce sont surtout les théories que nous avons énoncées plus haut qui reconstituent les divers processus qui interviennent pendant l'interaction. Chacune de ces théories aboutit à une description quantitative de l'état initial et final de cette interaction, accessible par certaines techniques d'observation. Le résultat de cette interaction, considérée antérieurement et postérieurement à l'événement c'est-à-dire de l'extérieur, prend la forme d'un nombre de caractéristiques bien précises :

la nature chimique de la particule incidente,
l'énergie de la particule incidente,
la section efficace totale ou le libre parcours moyen d'interaction
la multiplicité des particules secondaires créées,
l'inélasticité totale de l'interaction,
l'impulsion trasverse moyenne des particules secondaires
la loi de distribution de ces impulsions transverses
la loi de distribution des impulsions totales des particules secondaires.

Nous avons déjà fait le bilan des connaissances de ces diverses caractéristiques par les "Jets" jusqu'à 10^{14} eV, ainsi que par les accélérateurs jusqu'à 70 GeV (8). Rappelons que les paramètres caractéristiques de l'interaction semblent doués de propriétés asymptotiques lorsque l'énergie de la particule incidente augmente : l'impulsion transverse moyenne 'ou "moment" transverse) paraît prendre une valeur constante de 0,4 GeV/c (Nishimura 1956), et la distribution de ces impulsions est la même quelque soit l'énergie de la particule incidente; l'inélasticité moyenne paraît conserver une valeur de 40 % (évaluée jusqu'à 10^{12} eV) (13). En ce qui concerne le devenir de la section efficace totale d'interaction l'opinion est plus partagée, mais on admet généralement le théorème de Landau-Pomeranchuk : "Lorsque l'énergie tend vers l'infini, les sections efficaces d'interaction avec une même particule d'une particule et de son antiparticule tendent vers une limite commune".

Comme ces propriétés asymptotiques peuvent être atteintes à des énergies fort différentes suivant les paramètres considérés,il est indispensable d'étudier la variation de ces paramètres jusqu'aux énergies les plus élevées possibles.

L'accès direct à ces paramètres de l'interaction est malheureusement impossible au delà de 10^{14} eV : le nombre et la densité des traces dépassent le pouvoir de résolution des émulsions et surtout les événements, à ces énergies sont trop rares pour donner une statistique de mesures acceptable,au point de ruiner dans cette région d'énergie toutes les espérances mises dans des dispositifs embarqués sur fusées, ballons, satellites (type Proton).

Seul demeure donc possible l'accès indirect à l'interaction de haute énergie - sous réserve d'hypothèses qu'il nous faudra justifier - de 10^{13} eV à environ 10^{20} eV par les grandes gerbes de l'air : ces dernières ont l'avantage (grâce à l'amplification sur les aires) d'offrir une statistique d'événements qui, bien que diminuant toujours avec l'énergie, reste appréciable.

La répétition d'une douzaine d'interactions du type proton-noyau ou éventuellement noyau-noyau et d'une multitude d'interactions moins énergétiques du type pion-noyau est un processus propre à la grande gerbe :l'on peut

s'attendre à ce que les paramètres des premières interactions qui mesurent la distribution de l'énergie aux diverses composantes affectent profondément la morphologie de la grande gerbe observée au sol . Cet arbitrage de la dégradation de l'énergie est excessivement complexe et l'évaluation de la sensibilité des composantes de la grande gerbe aux divers paramètres exige une étude quantitative complète. Il faut donc reconstruire dans sa totalité une grande gerbe, depuis son origine jusqu'au sol, à l'aide d'une méthode de simulation tenant compte des processus propres à la grande gerbe (interactions successives, suivies des cascades photoélectroniques et de désintégrations en muons), pour chaque énergie primaire E_p et pour tous les types d'interaction nucléaire que l'on peut envisager. Il importe d'étudier à la fois l'influence de tous les paramètres, et non d'un seul, et de contrôler simultanément l'effet de toutes les autres causes qui peuvent altérer le développement de la grande gerbe (fluctuations) pour préciser les corrélations qui existent entre les valeurs moyennes des paramètres et les composantes détectables de la gerbe. En général tous les paramètres agissent sur une composante quelconque de la gerbe, mais il pourra arriver que l'influence d'un paramètre sur une composante donnée, ou sur une partie de composante, présente un caractère systématique et prépondérant, la comparaison entre théorie et expérience permettant la détermination de ce paramètre.

Il serait dangereux d'utiliser pour construire la méthode de simulation le résultat d'une théorie d'interaction nucléaire, car nous pourrions avantager involontairement l'un des paramètres; c'est pourquoi, sans présupposer aucune théorie, nous admettrons à priori que tous les types d'interactions sont possibles, en exigeant que la méthode de simulation que nous allons construire soit à même de reproduire autant de grandes gerbes.

La complexité des calculs, surtout si l'on veut tenir compte des fluctuations paraît atteindre rapidement les dimensions de l'inextricable, mais l'on peut résumer le problème comme suit : considérons un espace I que nous baptiserons espace de configuration externe de l'interaction nucléaire et un espace D que nous appellerons espace des données expérimentales. I est un espace Z de dimension m, finie et possède m axes α_1, α_2.... α_m. Chaque axe

est associé à l'un des paramètres nécessaires pour schématiser l'interaction et sur cet axe (ou un segment de cet axe) ce paramètre peut prendre toutes les valeurs possibles. Dans la pratique m est de l'ordre de 5 et, en tout cas, ne dépasse pas 10. α_1 sera par exemple l'énergie E_p de la particule primaire, α_2 le libre parcours moyen, α_3 l'inélasticité ($\alpha_3 \in [0,1]$), etc .... Tout point $M \in I$ de coordonnées $\alpha_1, \alpha_2, \ldots \alpha_m$ représentera donc un type d'interaction, l'espace I contenant évidemment toutes les interactions possibles. L'espace D a une dimension n également finie et a pour axes $\beta_1, \beta_2, \ldots \beta_n$. La dimension n dépend de la fortune et du savoir faire de l'expérimentateur, mais il est souhaitable que n soit le plus grand possible et, en tout cas, supérieur à m. β_1 sera par exemple le nombre total N_e d'électrons de la gerbe, α_2 le nombre de muons, α_3 la pente de la tangente à la distribution latérale des électrons à 10 mètres de l'axe, ... etc. Tout point N de coordonnées $\beta_1, \beta_2, \ldots, \beta_n$ décrit une grande gerbe observée à un niveau donné.

La méthode de simulation est une application S qui à tout point M associe un point N (ou réciproquement une application S^{-1} qui à tout point N associe un point M). S ne possèdera pas nécessairement les propriétés d'une injection, plusieurs points M pouvant être associés à un événement expérimental N_o. On tend cependant vers l'application injective en augmentant n et en prenant garde que les β_i restent indépendants et l'on sera réduit à considérer des restrictions de S, entre sous-espaces de I et de D, qui seront éventuellement des bijections. Il pourra arriver que l'un des α_i soit déterminé par un groupe de valeurs β_j.

$$\alpha_K = f_K (\beta_g, \ldots \beta_m)$$

La trajectoire de la projection de M dans le plan α_1, α_K (dans les cas où cette projection de M pourra être associée à une suite de points N_o) donnera le comportement asymptotique de α_K, si $\alpha_1 = E_p$. Les cas les plus favorables seront ceux pour lesquels une donnée β_j dépendra fortement d'un paramètre α_K et très peu des autres :

$$\beta_j \# \phi (\alpha_K)$$

SPECTRE INTEGRAL d'ENERGIE

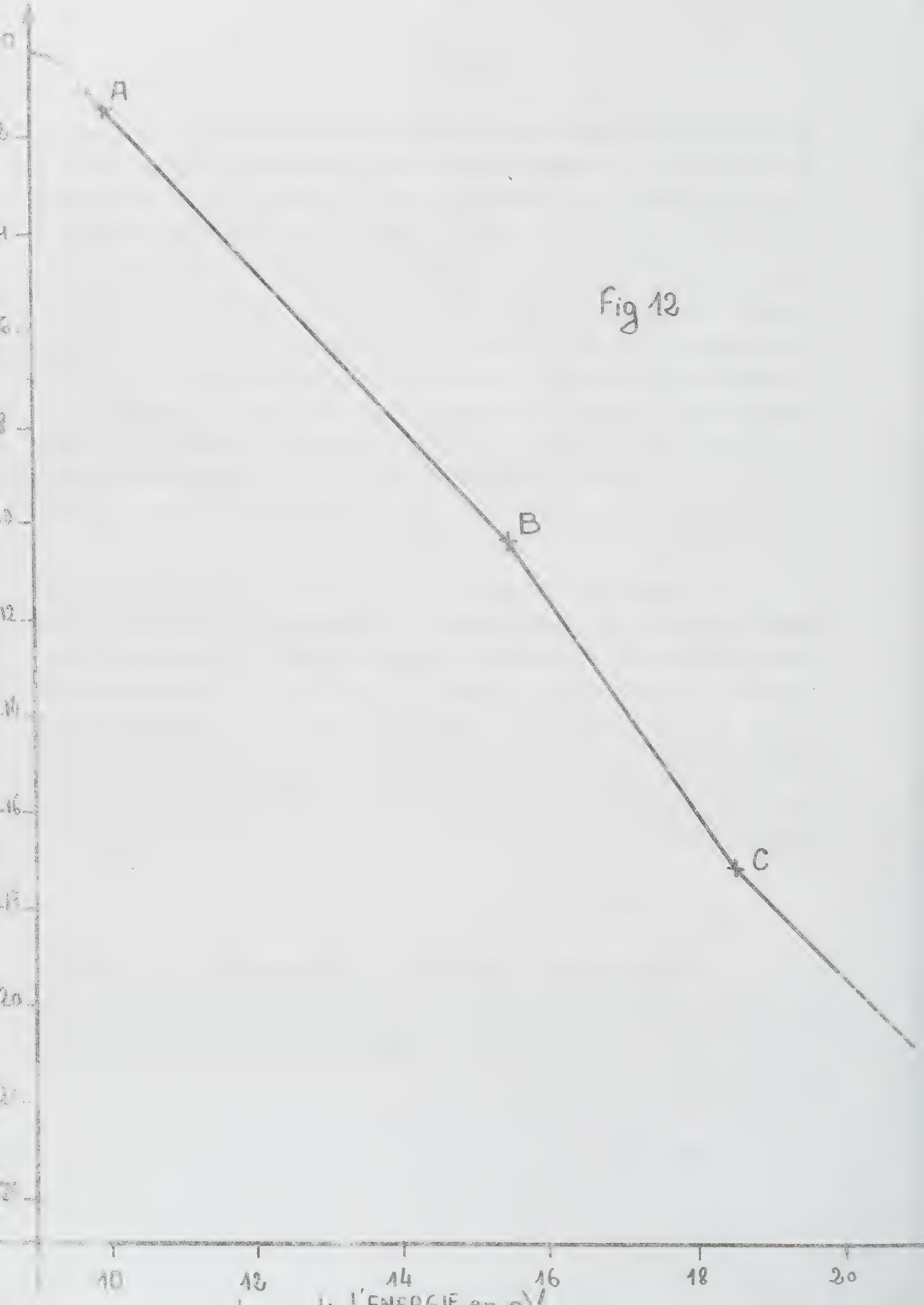


Fig 12

Si β_{j_o} est la valeur expérimentale, on aura $\alpha_{K_o} = \phi^{-1}(\beta_{j_o})$ qui sera la vraie valeur moyenne du paramètre cherché.

Si d'autre part $\beta_\ell \neq \psi(\alpha_K)$ pour une autre donnée, on aura $\alpha_{K_o} = \psi^{-1}(\beta_{\ell_o})$ et l'égalité $\phi^{-1}(\beta_{j_o}) = \psi^{-1}(\beta_{\ell_o})$ témoignera de l'incohérence de la méthode de détermination. Dès qu'un paramètre est déterminé, on reprend le problème en réduisant I d'une dimension jusqu'à détermination de tous les paramètres.

Il convient, cependant, de prendre les plus grandes précautions lors de la comparaison avec la statistique expérimentale et de tenir compte, consciemment, du rôle des fluctuations si l'on veut rendre possible cet accès indirect à la connaissance de la Physique des Hautes Energies par les grandes gerbes jusqu'à 10^{20} eV.

III- LES GRANDES GERBES DE L'AIR ET L'ASTROPHYSIQUE

1) Le spectre d'énergie du rayonnement cosmique primaire

Au-delà de 10^{14} eV, l'étude directe de ce spectre par les techniques ionographiques ou calorimétriques (satellites Proton) ne peut plus être envisagée en raison d'une statistique d'événements très insuffisante : le flux des primaires est très faible à ces énergies (il faudrait plus d'un trimestre pour détecter une particule de 10^{16} eV sur 1 m^2) et c'est par les grandes gerbes qu'il a été possible de prolonger ce spectre jusqu'à 10^{20} eV. Le dénombrement des primaires a été réalisé en admettant, à la suite de bilans d'énergie ou de simulations de grandes gerbes calculées en supposant connue l'interaction nucléaire, une loi reliant l'énergie primaire E_p à la taille N de la gerbe mesurée au sol : $E_p = \phi(N)$. Cette correspondance est très approximative car elle est différente suivant la nature de la particule primaire et peut être altérée par les fluctuations. Le spectre de taille des grandes gerbes est directement accessible par l'expérience ; il est exprimé sous la forme d'une loi de puissance : $F(>N) = K N^{-\delta}$. La loi $\phi(N)$ est également une loi de puissance et l'on obtient le spectre primaire intégral :

$$R(>E_p) = K E_p^{-\Gamma}$$

ce spectre primaire intégral est représenté sur la figure 12 où l'on constate que l'exposant Γ prend des valeurs différentes dans trois régions d'énergie :

$$\Gamma = 1,6 \quad \text{si} \quad E_p < 3.10^{15} \text{ eV}$$
$$\Gamma = 2,2 \quad \text{si} \quad 3.10^{15} \text{ eV} < E_p < 10^{18} \text{ eV}$$
$$\Gamma = 1,6 \quad \text{si} \quad E_p > 10^{18} \text{ eV}$$

Déjà dans la première région ce spectre décroît fortement : le flux est réduit d'un facteur de l'ordre de 40 lorsque l'énergie E_p est multipliée par 10 . Le spectre est représenté par la relation :

$$R_1 (>E_p) = 10^{-8} \left(\frac{10^{14}}{E_p}\right)^{1,6}$$

(10^{-8} particules de plus de 10^{14} eV par seconde et par stéradian).

Dans la seconde région (3.10^{15} eV - 10^{18} eV) sa forme analytique est :

$$R_2 (>E_p) = 2.10^{-14} \left(\frac{10^{17}}{E_p}\right)^{2,2}$$

et au-delà de la seconde cassure ($\sim 10^{18}$ eV - 10^{20} eV)

$$R_3 (E_p) = 4.10^{-20} \left(\frac{10^{20}}{E_p}\right)^{1,6}$$

Si l'accord est unanime pour admettre la première cassure à 3.10^{15} eV (14), il n'en est pas de même en ce qui concerne la seconde : la décroissance sévère du nombre d'événements (La statistique n'est quand même pas négligeable : un millier de gerbes engendrées par des primaires d'énergie supérieure à 10^{18} eV et une centaine au-delà de 10^{19} eV ont déjà été analysées) et des erreurs systématiques dans l'analyse des mesures expérimentales ne permettent pas d'accorder une grande vraisemblance au troisième tronçon du spectre. Les gerbes enregistrées à ces énergies débordent largement au-delà des installations expérimentales qui couvrent des surfaces de l'ordre de 10 km^2 et l'expérimentateur n'enregistre qu'une portion de la distribution latérale. La taille N a pu être surestimée

dans ces mesures et, par suite, E_p ; mais de nouvelles installations expérimentales de grande surface (A Sydney a été aménagée une aire de détection de 40 km^2 qui a déjà enregistré plusieurs gerbes de 2.10^{20} eV et qui doit être étendue à 250km^2) apporteront certainement une meilleure connaissance de cette partie du spectre et permettront éventuellement de situer une hypothétique coupure de ce spectre au-delà de 10^{20} eV. Il existe, en effet, des interactions proton-photon qui donnent lieu principalement à une photo-production de pions lorsque l'énergie du proton atteint 10^{20} eV . La découverte de la radiation thermique à 3°K (Pezens et Wilson 1965), interprétée comme une émission du type "corps noir" emplissant l'Univers, implique la présence dans l'espace de photons d'énergie moyenne de 7.10^{-4} eV avec une densité de 550/cm^3 : les interactions des particules de plus de 10^{20} eV avec ces photons pourraient imposer une borne supérieure aux énergies des primaires, mais il faut rappeler que jusqu'à présent, chaque fois que l'on a implanté des dispositifs de détection plus vastes, on n'a cessé d'enregistrer des gerbes d'énergie supérieure, en accord avec la loi de fréquence des énergies plus basses.

La composition chimique du spectre primaire est connue grâce aux techniques, des émulsions ionographiques aux énergies inférieures à 10^{14} eV. Ginzburg en donne à 10^{12} eV la composition comme suit :

Groupes de noyaux	$\overline{A}$	Abondance à 10^{12} eV	Abondance universelle (Cameron)
P	1	49 %	85,37 %
α	4	26 %	12,6 %
L	10	2 %	$\sim 10^{-7}$ %
M	14	11 %	0,125 %
H	31	5 %	0,012 %
VH	51	7 %	6.10^{-4} %

C'est à partir de cette composition chimique que nombre de théories astrophysiques expliquent les cassures du spectre d'énergie. L'une des hypothèses les plus séduisantes est celle de Peters (15) qui admet que, jusqu'à 10^{15} eV, la composition chimique est la même qu'aux énergies inférieures (de l'ordre de 10^{12} eV) et qui tient compte de la présence d'un champ magnétique

...nique de l'ordre de 5.10^{-6} Gauss : mis en évidence par la polarisation interstellaire ce champ a pu être mesuré par l'effet Zeeman et la rotation Faraday . C'est par ce champ magnétique, que, selon Peters, les particules cosmiques sont confinées dans la galaxie, et ceci d'autant plus que la charge Z est plus forte. Il va donc se produire lorsque l'énergie augmente une élimination sélective des particules hors du réservoir galactique en fonction de leur charge et de leur rigidité magnétique $R = \frac{Pc}{Ze} = H\rho$.

Vers 10^{15} eV, il y aurait disparition (à énergie égale) des protons, puis des noyaux de plus en plus lourds : entre 10^{16} eV et 3.10^{17} eV le spectre serait formé exclusivement de noyaux lourds . Au-dessus de 10^{18} eV, les noyaux les plus lourds se seraient échappés et le spectre primaire serait réduit à un fond, dû aux particules cosmiques extragalactiques, dont la composition chimique pourraît être très différente: si l'on admet que la radiation cosmique à ces énergies est extragalactique, elle a dû parcourir des distances considérables au cours desquelles elle a subi un assez grand nombre de dégradations nucléaires pour être de nature essentiellement protonique. Toutes les théories astrophysiques qui tentent d'expliquer le spectre d'énergie des particules cosmiques primaires font appel à des hypothèses liées à l'origine, ou au mécanisme de l'accélération, de ces particules et mettent parfois en question la genèse et la nature de l'univers. Il est donc d'une importance considérable de déterminer exactement la nature et les abondances respectives des particules cosmiques primaires à des énergies supérieures à 10^{15} eV.

2 La détermination indirecte de la nature et de l'énergie (de 10^{13} eV à 10^{20} eV) des particules cosmiques primaires par les grandes gerbes.

L'unique moyen d'accéder à la nature des particules primaires au-delà de 10^{14} eV, et à leur énergie E_p réside, ainsi que nous l'avons déjà écrit pour l'interaction nucléaire, dans la recherche de corrélations entre des deux paramètres et les composantes détectables des grandes gerbes. La recherche de ces corrélations et leur exploitation éventuelle exige que l'on dispose d'une méthode de simulation des grandes gerbes . On utilisera largement la correspondance S^{-1} qui permet de passer de l'espace D dans l'espace I. Dans les régions

d'énergie où le type de l'interaction nucléaire aura été préalablement déterminé, le problème se présentera plus simplement: I sera réduit au couple (α_1, α_2) où $\alpha_1 = E_p$ et $\alpha_2 = A$, nombre de nucléons de la particule primaire, et nous rechercherons les restrictions de S^{-1} les plus proches d'une bijection entre (α_1,α_2) et le plus grand nombre d'images réciproques possibles $\{\beta_j, \beta_K\}$ dans D. On obtiendra ainsi des relations du type suivant :

$$\alpha_1 = f_1 (\beta_i, \beta_\ell) \qquad i \neq \ell$$
$$\alpha_2 = g_1 (\beta_i, \beta_\ell)$$

$$\alpha_1 = f_K (\beta_r, \beta_v) \qquad r \neq v \neq \ell \neq i$$
$$\alpha_2 = g_K (\beta_r, \beta_v)$$

et l'on devra exiger pour atteindre la meilleure vraisemblance :

$$\alpha_1 = f_1 (\beta_i, \beta_\ell) = \ldots f_K (\beta_r, \beta_v)$$
$$\alpha_2 = g_1 (\beta_i, \beta_\ell) = \ldots g_K (\beta_r, \beta_v)$$

On aboutira à des relations $E_p = f (N_e, N_\mu)$, ou $A = g (N_e, \frac{N_\mu}{N_e})$.

Après avoir prévu, éventuellement, un nombre de paramètres $\alpha_g, \ldots \alpha_s$ suffisant pour décrire l'interaction nucléaire correspondante, le groupe de paramètres $\beta_f \ldots \beta_m$ liés au nombre (par exemple α_3) d'antinucléons pourront également être mis en évidence par la méthode de simulation. Cette méthode devra donc, à partir d'un grand nombre d'enregistrements de grandes gerbes restituer la composition chimique des primaires et leurs abondances respectives, ainsi que l'abondance relative des antiprotons ou autres antiparticules entre 10^{15} eV et 10^{20} eV. La recherche d'antiprotons dans la composante supposée extragalactique offre en effet la seule voie pratique pour savoir si l'univers à la portée de nos télescopes est plus ou moins symétrique, ou s'il est composé exclusivement de matière, une proportion appréciable d'antiprotons dans cette composante pouvant confirmer (et infirmer dans le cas contraire) l'existence de galaxies d'anti-matière de dimensions semblables à la nôtre (16) à l'appui des théories symétriques.

La réduction du problème a des correspondances entre deux paramètres restera malheureusement idéale :il faudra, si l'on veut ne plus se contenter d'un spectre évalué à partir d'une correspondance approximative "taille" - énergie primaire, faire le bilan de toutes ces causes possibles de fluctuations et mesurer leur influence en introduisant autant de paramètre qu'il sera nécessaire. Ce n'est qu'après un contrôle permanent de l'effet des fluctuations qu'il sera possible de tirer de l'étude des grandes gerbes des conclusions précises sur le spectre d'énergie des primaires jusqu'à 10^{20} eV.

IV - LES FLUCTUATIONS SUBIES PAR LES GRANDES GERBES DE L'AIR

1. Développement d'une grande gerbe idéale

Nous appellerons "comportement normal" d'une grande gerbe, le développement caractérisé comme suit : la particule cosmique primaire interagit pour la première fois après avoir parcouru dans l'atmosphère un libre parcours moyen. L'interaction nucléaire est une interaction du type moyen (les divers paramètres, inélasticité, multiplicité, impulsion transverse ... sont supposés doués de leurs valeurs moyennes ainsi qu'au cours des autres interactions). La cascade nucléonique coordonne le développement de cette gerbe idéale au moyen de 10 à 12 interactions proton-noyau et d'un grand nombre d'interactions pion-noyau qui sont échelonnées suivant les niveaux des interactions du "proton-pilote" (si l'on admet un libre parcours moyen pour les pions peu différent de celui des protons).

Cette gerbe idéale est l'une des plus faciles à reconstituer à l'aide d'une méthode de simulation, elle englobe certains processus propres aux grandes gerbes, mais elle se présente comme un phénomène trop ordonné pour qu'il soit possible de la comparer à une gerbe réelle considérée individuellement. Dans cette dernière les niveaux d'interaction ne sont pas séparés par des distances équivalentes à un libre parcours moyen, mais si l'on considère qu'autant de pions créés peuvent interagir avant ou après un parcours égal au libre parcours moyen, on peut admettre, comme les pions sont nombreux, que la normalisation des niveaux et du type des interactions pion-noyau ne change pas beaucoup

le développement de la gerbe. Il n'en est pas de même en ce qui concerne le "proton pilote" et, tout particulièrement, le choix du théâtre de sa première interaction: ce choix détermine l'origine de la grande gerbe et conditionne tout son développement qui peut différer en fonction des couches d'atmosphère traversées. Ainsi que le montre l'étude du spectre d'énergie des primaires, on n'a point affaire à un flux abondant de protons iso-énergétiques, mais à des événements individuels : le"proton pilote" pourra interagir bien avant un libre parcours moyen, ou bien après, pour une gerbe isolée, et, la comparaison avec le développement de la gerbe idéale perd toute signification. Cette confrontation semble pouvoir être envisagée avec une gerbe de "comportement moyen" dont les caractéristiques seront les caractéristiques normalisées résultant de la compilation d'un grand nombre d'enregistrements expérimentaux de gerbes dans une même région d'énergie primaire , si l'on admet que la première interaction, origine de la gerbe de comportement moyen, se produit après un libre parcours moyen - (Des calculs approfondis montreront dans III-3. que ce n'est là qu'une intuition sensible et qu'il sera nécessaire de distinguer "comportement normal" et "comportement moyen" des grandes gerbes). C'est en tout cas une évidence expérimentale que toutes les grandes gerbes subissent des fluctuations considérables : certaines de leurs composantes peuvent être identiques, tandis que d'autres peuvent différer sensiblement. Avant d'évaluer l'influence de ces fluctuations nous allons faire le bilan des causes qui peuvent assurer plusieurs formes de développement de grande gerbe pour une même particule initiale.

IV 2 Bilan des diverses causes de fluctuations .

Suivant les causes possibles, nous divisons ces fluctuations en deux types :

les fluctuations du type I qui sont liées aux altitudes auxquelles ont lieu les différentes interactions nucléaires,

les fluctuations du type II qui résultent de processus internes à l'interaction nucléaire (ces processus se traduisent par des fluctuations de l'inélasticité de l'interaction, ou de la multiplicité des particules secondaires et pourraient dépendre de la structure interne du noyau cible).

On ne tiendra pas compte des fluctuations individuelles des cascades électroniques car ces fluctuations se compensent et leur effet moyen est nul sur la composante photoélectronique en raison de leur très grand nombre.

Nous pouvons négliger en première approximation toutes les fluctuations qui interviennent sur les interactions de type proton-noyau autres que la première et sur les interactions pion-noyau, l'hérédité de la grande gerbe (croissance puis absorption) étant déterminée dès la première interaction. En ce qui concerne les fluctuations du type I, l'altitude de la première interaction relève de la statistique habituelle des collisions. Nous avons calculé la probabilité relative $\phi(Z)$ pour qu'un seul proton cosmique incident arrivant verticalement interagisse pour la première fois à l'altitude Z . La fonction $\phi(Z)$ est portée en unités arbitraires sur la figure 13: elle atteint son maximum lorsque le proton a parcouru dans l'atmosphère un libre parcours moyen. Il faut remarquer que si la courbe de la figure 13 est à peu près symétrique par rapport à ce maximum, la partie qui est à droite de ce maximum correspond à une épaisseur d'atmosphère inférieure à 100 g/cm^2, tandis que la partie située à gauche correspond à une épaisseur supérieure à 900 g/cm^2.

La fonction $\phi(Z)$ est obtenue comme suit : soit un flux de n_o particules, arrivant verticalement, le nombre n(Z) de particules n'ayant pas subi d'interaction à l'altitude Z est :

$$n(Z) = n_o \, e^{-\frac{t(Z)}{\lambda_i}}$$

où t(Z) est l'épaisseur d'atmosphère (en g/cm^2) à l'altitude Z et λ_i le libre parcours moyen.

En exprimant t(Z) et en dérivant, on obtient le nombre d'interactions entre Z et Z + dZ

$$dn \sim \phi(Z)\, dZ \sim \frac{1}{\lambda_i} \exp\left[-\frac{Z}{a} - \frac{b}{\lambda_i} \exp\left(-\frac{Z}{a}\right)\right] dZ$$

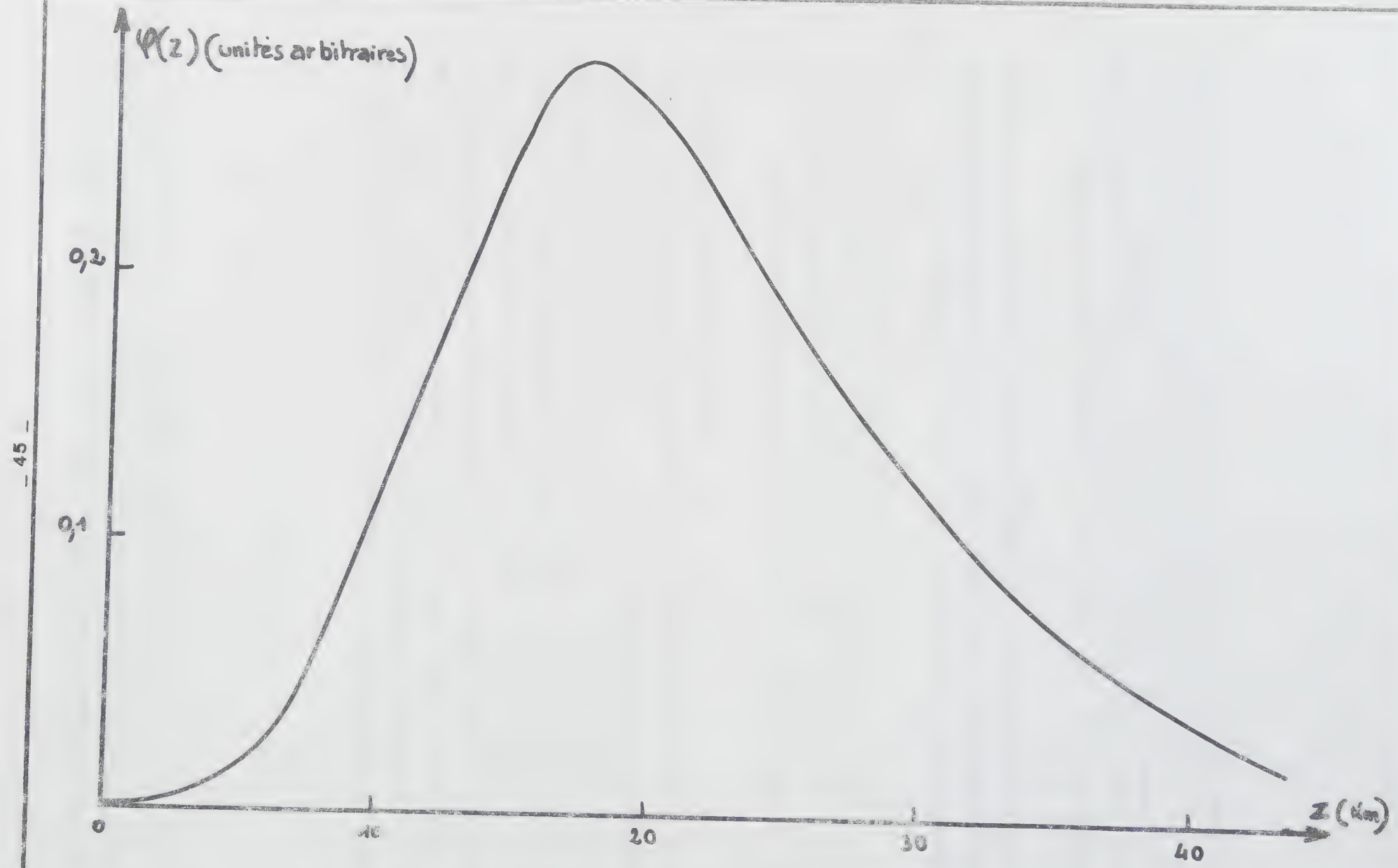


Fig 13

a et b étant des constantes relatives à l'atmosphère "Standard". Si l'on adopte l'interprétation probabiliste, on doit avoir pour un proton engendrant une grande gerbe la condition de normalisation :

$$\int_{o}^{Z_o} \phi\ (Z)\ dZ = 1$$

Z_o correspondant au "sommet" de l'atmosphère. Si les fluctuations de type I sont aisément prévisibles, il n'en est pas de même des fluctuations du type II. Aucune loi ne donne leur fréquence, mais l'on pourra très bien étudier, à l'aide de la méthode de simulation, des gerbes dont la première interaction possèdera une inélasticité qui sera la moitié, ou le double, (ou tout rapport arbitrairement choisi) de sa valeur moyenne (de même pour la multiplicité) : si ces fluctuations ont des effets propres sur les grandes gerbes, la confrontation avec l'expérience permettra de connaître au-delà des valeurs moyennes, la loi de répartition autour de ces valeurs de la multiplicité, ou de l'inélasticité, et d'étuder individuellement le caractère plus ou moins périphérique de chaque interaction proton-noyau initiale.

Une nouvelle coordonnée α_i (altitude de la première interaction), caractérisant les fluctuations de type I, devra donc être introduite dans l'espace I et l'on recherchera dans D les paramètres β_j susceptibles de permettre sa détermination pour chaque gerbe individuelle.

Ces fluctuations du type I sont inévitables et il faut contrôler leur effet systématique éventuel sur le "comportement moyen" des grandes gerbes. On introduira de même autant de nouveaux paramètres pour les fluctuations du type II.

Dans les régions d'énergie où les protons sont les plus abondants, les gerbes engendrées par d'autres particules pourront apparaître comme des gerbes ayant subi des fluctuations : on ne pourra donc déterminer la nature de la particule primaire, ou son énergie, qu'après identification du type de fluctuation subi, sans oublier que les fluctuations du type I ou II existent aussi pour les

gerbes engendrées par des noyaux : ce n'est que lorsque la méthode de simulation aura permis d'éliminer l'incertitude induite par les fluctuations, qu'il sera possible d'utiliser les données expérimentales des grandes gerbes en Physique des Hautes Energies et en Astrophysique.

CHAPITRE II

LA METHODE DE SIMULATION

Nous allons mettre au point une méthode de simulation des grandes gerbes absolument générale. Cette méthode doit être à même de nous restituer, pour toutes les énergies et tous les types de particules cosmiques primaires, ainsi que pour tous les modèles d'interaction, le développement longitudinal et le développement latéral complet de toutes les composantes de la gerbe dans toutes les conditions d'observation. Une grande gerbe constitue une entité et l'on ne saurait se contenter d'une méthode qui reproduirait seulement une composante à la fois, car c'est précisément la comparaison de plusieurs composantes calculées et enregistrées, entre elles, qui permet seule de tirer des conclusions cohérentes.

I- LA METHODE "PAS A PAS"

Les méthodes qui permettent de reconstituer le développement d'une grande gerbe peuvent être rangées en trois catégories .

La méthode que nous utiliserons se rapproche des méthodes de calcul dites "pas à pas", analogues au modèle simple d'Heitler pour les cascades photo-électroniques. Des calculs portant sur les trois composantes du développement longitudinal ont été effectués par Pagès (18) . L'un des principaux inconvénients de cette méthode est sa lenteur : il n'est pas possible de calculer, pour tous les modèles d'interaction nucléaire et pour toutes les énergies, un nombre de grandes gerbes assez élevé dans un temps raisonnable. De plus la complexité et la longueur des calculs augmentent les risques d'erreur.

La seconde catégorie est bien représentée par la méthode de Ueda et Ogita , basée sur les équations de diffusion. Malheureusement, la résolution de ces équations est laborieuse et doit être recommencée pour chaque énergie ou pour chaque modèle d'interaction : les solutions ne sont obtenues qu'au prix de larges approximations.

CHAPITRE II

La dernière catégorie est composée des méthodes de Monte Carlo appliquées aux grandes gerbes : très pratiques pour simuler un processus donné ou pour retrouver un résultat expérimental précis, ces méthodes paraissent manquer de généralité. Elles ne donnent point l'histoire de la grande gerbe, ni simultanément par le même calcul plusieurs composantes de la gerbe.

Nous avons donc repris la méthode "pas à pas" en étudiant cette fois les possibilités de calcul du développement longitudinal sur ordinateur. Notre méthode a connu plusieurs stades d'évolution pour arriver au calcul complet du développement latéral électronique, hadronique et muonique. Nous reproduirons, ici, cette méthode sous sa forme la plus élaborée et nous allons, tout d'abord, voir comment on peut commencer le calcul très simplifié d'une grande gerbe par la méthode "pas à pas".

Pour calculer une telle grande gerbe, faisons le choix d'une énergie primaire E_p, puis d'un modèle d'interaction schématisée à l'aide de trois paramètres B, η, λ_i.

B est le paramètre de multiplicité intervenant dans la loi de Fermi qui donne la multiplicité des particules secondaires $M = B\, E_o^{1/4}$ (E_o est l'énergie de la particule incidente). On admet que le proton interagit au bout d'un libre parcours moyen λ_i (g/cm^2), que les particules secondaires sont des pions (1/3 de π^+, 1/3 de π^- et 1/3 de π_o pour satisfaire au principe de l'indépendance des charges et qu'il y a équipartition de l'énergie entre les produits. Pour les interactions pion-noyau l'inélasticité est prise égale à 1. (20).

A l'issue de la première interaction $\frac{2M}{3}$ cascades photoélectroniques sont engendrées par $\frac{2M}{3}$ photons, leur origine se situant dans l'atmosphère après un libre parcours moyen. Connaissant l'énergie des photons, on peut calculer, en utilisant les courbes de Snyder, par interpolation, le développement longitudinal de ces cascades tout au long de l'atmosphère. Au bout de 2 λ_i, le proton qui a conservé l'énergie $(1-\eta)E_p$ - l'inélasticité η est la fraction de son énergie initiale que perd la particule incidente au cours de l'interaction - interagit à nouveau, ainsi que la fraction des $\frac{2M}{3}$ pions qui ne se sont point désintégrés en muons. Il faut alors recenser tous les photons créés et lire, à l'aide des

courbes de Snyder, le développement des cascades respectives qui naissent à $2\lambda_i$.

En faisant la somme des contributions à chaque altitude de toutes les cascades nées après la traversée d'épaisseur λ_i, $2\lambda_i$, $3\lambda_i$....., on obtient le développement longitudinal de la composante photoélectronique.

En dénombrant les pions chargés qui se désintègrent entre leur création et un parcours λ_i à la suite de toutes les interactions p-N et π-N, on obtient la composante pénétrante. On tient compte de la compétition interaction-désintégration pour les pions ; cette compétition donne la probabilité d'obtenir un muon à partir d'un pion :

$$P = \frac{1}{1+\frac{\tau}{\tau'}}$$

τ' est la durée de vie du méson $\pi\pm$ dans le système du laboratoire, $\tau = \frac{\lambda_i}{\rho c}$ est le temps dans lequel le pion parcours à l'altitude où il est créé un libre parcours moyen (ρ densité moyenne à cette altitude) $\frac{\lambda_i}{\rho}$ représente le libre parcours moyen en mètres à l'altitude considérée et il peut être lu sur la courbe de la page 51 (figure 14), $Z = f(t)$, tracée pour une atmosphère "standard". En remplaçant τ, la probabilité P s'écrit :

$$P = \frac{1}{1+\frac{\tau_o c}{m_\pi c^2}\left(\frac{1}{\frac{\lambda_i}{\rho}}\right)E}$$

où E est l'énergie du pion créé, τ_o sa durée de vie, $m_\pi c^2$ sa masse au repos.

Toujours à partir de la probabilité P d'obtenir un pion, on connaît la fraction 1-P des pions qui n'ont pas encore interagi après leur création et qui ne se sont pas désintégrés en muons. C'est en dénombrant ces derniers que l'on calcule la composante nucléairement active ou hadronique.

Le calcul des trois composantes est très long et si l'on change la valeur d'un des paramètres, il faut recommencer tout le calcul : aussi est-il nécessaire si l'on veut calculer autant de gerbes que l'on peut choisir de

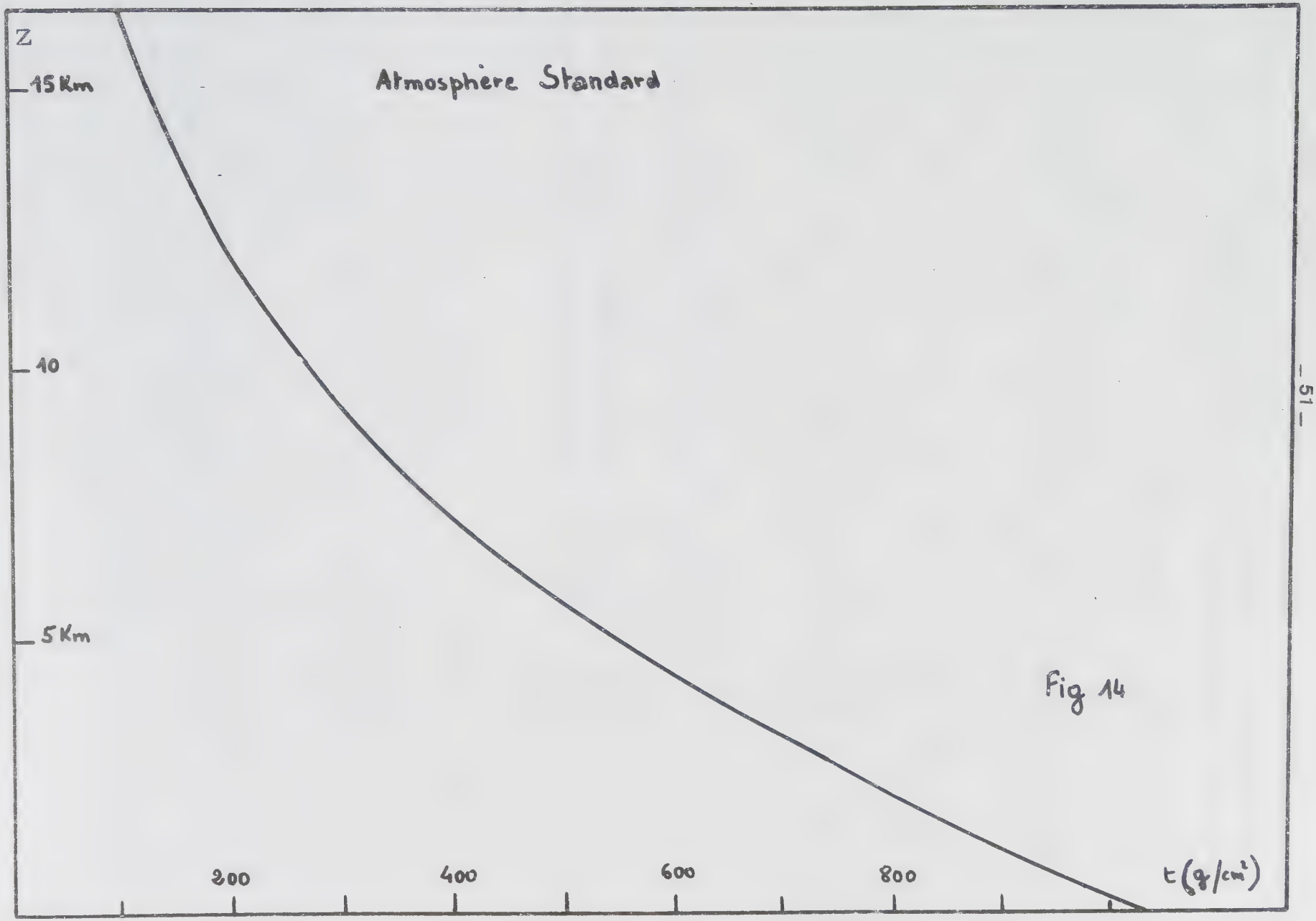


Fig 14

points M et I, de traduire sous forme analytique en vue d'une programmation les mécanismes propres à la grande gerbe (interactions en cascades - compétitions interaction - désintégration - cascades photoélectroniques).

II - L'ALGORITHME DE LA GRANDE GERBE

Au prix d'un petit effort de synthèse et en mettant à profit quelques récurrences, nous allons donner aux diverses opérations une formulation logique qui conduira au programme Fortran.

Les grandeurs intervenant dans l'algorithme de la grande gerbe sont désignées comme suit :

- U énergie d'une particule incidente,
- W énergie moyenne d'un produit d'interaction,
- P multiplicité moyenne des particules créées,
- G nombre de mésons $\pi \pm$ qui vont interagir,
- D nombre de mésons $\pi \pm$ qui se désintègrent en muons,
- R facteur de désintégration régissant la compétition interaction désintégration des $\pi \pm$,
- A libre parcours moyen exprimé en mètres à une altitude donnée,
- X nombre d'électrons créés à une certaine altitude par un photon donné.

On introduit 3 indices :

- i caractérisant le niveau d'interaction,
- ℓ indice de dégénérescence de chaque pion,
- K indice muet.

On a $P = f(U)$ et si l'on adopte une loi de multiplicité du type de celle de Fermi : $P = BU^{1/4}$, il est possible de classer les pions et les muons en faisant le bilan des divers processus qui aboutissent à leur création. Le proton peut créer un $\pi \pm$ qui pourra créer d'autres $\pi \pm$ qui pourront interagir ou se désintégrer en μ ; les schémas de création sont les suivants :

$P \to \pi \to \mu$ dégénérescence d'ordre 1

$P \to \pi \to \pi \to \mu$ dégénérescence d'ordre 2

$P \to \underbrace{\pi \to \pi \to \text{-----} \to \pi}_{\ell} \to \mu$ dégénérescence d'ordre ℓ

Pour le proton $\ell = 0$

Cette dégénérescence existe dans la nature : elle s'accompagne pour chaque ordre supplémentaire d'une dégradation et d'un fractionnement d'énergie et peut conduire à une ségrégation des pions et des muons.

Dans le développement longitudinal il y a environ 11 niveaux d'interaction : $i \leq 11$. (Cette valeur pourra être augmentée pour des gerbes inclinées ou des libre parcours moyen plus petits). A(i) est la valeur en kilomètres du libre parcours moyen entre le niveau i et le niveau i + 1. Les événements qui ont lieu à partir du niveau i s'écrivent :

$$U(i,o) = (1-\eta)^{i-1} \underset{1/4}{U(1,0)} \quad \text{où} \quad U(1,0) = E_p$$

$$P(i,1) = B\ U\ (i,o)$$

$$W(i,1) = \eta \frac{U(i,o)}{P(i,1)}$$

La probabilité d'obtenir un muon à partir d'un pion d'énergie W(i,1) est :

$$R(i,1) = \frac{1}{1+5,46.10^{-2} \left(\frac{W(i,1)}{A(i)}\right)}$$

$$D(i,1) = \frac{2}{3} R\ (i,1)\ .\ P\ (i,1)$$

$$G(i,1) = \frac{2}{3} P\ (i,1)\ (1 - R\ (i,1)).$$

Chacun des π° d'énergie W(i,1) engendre une cascade photoélectronique. Le nombre d'électrons à une profondeur de $K\lambda_i$ (Si le photon est créé au niveau i, on devra avoir $K \leq 12 - i$) est :

$$X(i,1,K) = 0,62.\frac{P(i,1)}{3}\quad \frac{e^{\frac{K\lambda_i}{37,7}\left(1-\frac{3}{2}\,\mathrm{Log}\,\frac{3}{1+\frac{75,4}{K\lambda_i}\,\mathrm{Log}\,\frac{W(i,1)}{0,1684}}\right)}}{\left[\mathrm{Log}\,\frac{W(i,1)}{0,1684}\right]^{1/2}}$$

L'énergie des pions créés après la $i^{ème}$ interaction est, avant qu'ils interagissent à leur tour :

$U(i,1) = W(i,1)$ et plus généralement

$U(i,\ell) = W(i,\ell)$ pour les pions de dégénérescence ℓ. L'on peut décrire d'une manière générale les événements déclenchés par l'interaction π-N qui a lieu au niveau d'interaction $i + \ell$ $(i + \ell < 11)$:

$$P(i,\ell+1) = BU\,(i,\ell)^{1/4} \qquad \ell > 1$$

$$W(i,\ell+1) = \frac{U(i,\ell)}{P(i,\ell+1)}$$

$$R(i,\ell+1) = \frac{1}{1+5,46.10^{-2}\,\frac{W(1,\ell+1)}{A(i+\ell+1)}}$$

$$D(i,\ell+1) = \frac{2}{3}\,G(i,\ell).P(i,\ell+1).R(i,\ell+1)$$

$$G(i,\ell+1) = \frac{2}{3}\,G(i,\ell).P(i,\ell+1)\,(1-R(i,\ell+1)$$

Le nombre d'électrons apportés à la composante photoélectronique après un parcours de $K\lambda_i$ dans l'atmosphère par les cascades créées par les γ issus des π_o des interactions π-N considérées au niveau $1+\ell$ (pour des pions incidents de dégénérescence ℓ) :

$$X(i,\ell+1,K) = 0,62.G(i,\ell).P\,\frac{(i,\ell+1)}{3}\quad \frac{e^{\frac{K\lambda_i}{37,7}\left[1-\frac{3}{2}\,\mathrm{Log}\,\frac{3}{1+\frac{75,4}{K\lambda_i}\,\mathrm{Log}\,\frac{W(i,\ell+1)}{0,1684}}\right]}}{\left[\mathrm{Log}\,\frac{W(i,\ell+1)}{0,1684}\right]^{1/2}}$$

Le nombre d'hadrons de la composante hadronique est obtenu à la profondeur $n\lambda_i$ (n entier) en faisant la sommation :

$$N_h = \sum_{r=1}^{n} G\ (r,\ n-r)$$

et de même pour la composante pénétrante :

$$N_\mu = \sum_{r=1}^{n} \sum_{S=1}^{n-r} D\ (r,s)$$

Le nombre d'électrons de la composante photoélectronique est :

$$N_e = \sum_{r=1}^{n} \sum_{S=1}^{n-r} X\ (r,s,n+1-r-s)$$, la sommation tenant compte de la

contribution des diverses cascades créées au-dessus du niveau $n\lambda_i$ par des photons d'énergies différentes à des altitudes également différentes.

A partir du nombre total de particules, connu à chaque altitude par le calcul du développement longitudinal, le développement latéral de la grande gerbe peut être entièrement reconstitué : la distribution latérale des électrons s'obtient en utilisant la représentation analytique des courbes de Nishimura-Kamata.

En posant :

$$S(i,\ell+1,K) = \frac{3}{1 + \frac{75,4}{K\lambda_i} \text{ Log } \frac{W\ (i,\ell+1)}{0,1684}}$$

où $K < 12 - (i+\ell)$, la densité des électrons à une distance $Y = \frac{r}{r_o}$ (I,1) de l'axe de la cascade photoélectronique issue des π_o créés au niveau $i+\ell$ s'écrit après un parcours $K\lambda_i$ dans l'atmosphère :

$$Z(i,\ell+1,K,Y) = \frac{2}{3}\ C(S(i,\ +1,K))\ Y^{(S(i,\ell+1,K)-2)}$$

Le calcul des intégrales eulériennes correspondantes donne les valeurs suivantes pour le coefficient C(S) :

S	0,6	0,8	1	1,2	1,4	1,6	1,8
C(S)	0,22	0,31	0,4	0,44	0,43	0,36	0,25

La densité totale des électrons à la distance Y de l'axe et à la profondeur $n\lambda_i$ est :

$$\Lambda_e(Y) = \sum_{r=1}^{n} \sum_{S=1}^{n-r} Z\,(r,S,\ n+1-r-S\ ,Y)$$

Au niveau d'interaction (i+ℓ) un pion de haute énergie est émis par rapport à l'axe suivant un angle moyen :

$$\theta(i,\ell+1) = \frac{\langle P_t \rangle}{\left[W(i,\ell+1)^2 + m_\pi^2 C^4\right]^{1/2}}$$

Ce pion se désintègre éventuellement en un muon qui conserve la direction d'émission initiale (21). Le muon atteint le sol à une distance de l'axe ρ. Telle que :

$$\rho(i,\ell+1) = \sum_{r=1}^{n-j+1} A\,(j+r)\ \ \theta(i,\ell+1)$$

avec $j = i+\ell$

Autour du "moment" transverse moyen $\langle P_t \rangle$, il existe une répartition des moments transverses : le nombre de pions qui ont des impulsions transverses comprises entre P_t et $P_t + dP_t$ est :

$$dN = \psi(P_t)dP_t$$

Toutes les lois de répartition $\psi(P_t)$ peuvent être utilisées; nous utiliserons les plus connues :

$$\psi(P_t) = \frac{P_t}{P_o^2} \, e^{-\frac{P_t}{P_o}}$$

et

$$\psi\,(P_t) = \frac{P_t^2}{P_o^2} \, e^{-(\frac{P_t}{P_o})^2}$$

où

$$P_o = \frac{<P_t>}{2}$$

La loi de distribution des distances de chute des muons de la distance moyenne ρ est imposée par le spectre de distribution des "moments" transverses.

La densité des muons au sol à une distance r de l'axe a pour expression :

$$\Delta_\mu(r) = \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{K=1}^{n-i-1} \frac{1}{\pi} \frac{D(i,K)}{\rho(i,K)^3} \; r \; e^{-\frac{2\,r}{\rho(i,K)}}$$

Si l'on choisit par exemple la première loi $\psi(P_t)$.

Dans les mêmes conditions et en remarquant que le parcours des hadrons n'excède pas une interaction, la densité hadronique s'écrit après un parcours de $n\lambda_i$ de la grande gerbe :

$$\Delta_h(r) = \sum_{i=1}^{n-1} \frac{1}{\pi} \frac{G(i,n-1-i)}{\rho(i,n-1-i)^3} \; r \; e^{-\frac{2\,r}{\rho(i,n-1-i)}}$$

En utilisant la seconde loi $\psi(P_t)$, les deux densités deviennent respectivement :

```
C       CALCUL
        DIMENSION P(99),W(99),G(99),D(99),A(15),B(4),C(4),V(25),RR(99)
        COMMON P,W,G,D,V,RR
        COMMON A,B,C,UMIN,F,IMAX,N,IJ,IK
  500   FORMAT(I3)
        READ (9,500)NN
        DO20I=1,NN
        CALLSUITE1
        DO20II=1,N
        UMIN=UMIN*10.
        DO20IJ=1,3
        DO20IK=1,3
        CALLSUITE2
        CALLSUITE3
        CALLSUITE4
   20   CONTINUE
        END
```

MEMORY MAP

PROCEDURES

00003 =)REF	00006 =)ARF	00011 =)CBF
00026 = SUITE2	00027 = SUITE3	00030 = SUITE4

LOCAL - RELATIVE

00056 = NN	00057 = I	00060 = II

LOCAL - ABSOLUTE

COMMON

00000 = P	00306 = W	00614 = G
02020 = A	02056 = B	02066 = C
01512 = RR	02076 = UMIN	02100 = F
02103 = N	02104 = IJ	02105 = IK

STATEMENT LABELS

00001 =)500	00031 =)20

00061 = RANGE

```
      FUNCTION KK(I,J)
      KK=J
      N=I-1
      IF(N)   50,50,5
    5 CONTINUE
      DO 10 L=1,N
   10 KK=KK+12-I
   50 CONTINUE
      RETURN
      END
```

MEMORY MAP

PROCEDURES

00001 =)NR 00035 = EXIT

LOCAL - RELATIVE

00036 = KK 00037 = N 00040 = I

LOCAL - ABSOLUTE

STATEMENT LABELS

00033 =)50 00021 =)5 00023 =)10

00041 = RANGE

```
      SUBROUTINEIMPR(X,IMAX)
      DIMENSION X(99)
 1000 FORMAT(1H ,11(1X,E9.3)    )
 2000 FORMAT(1H+,76X,4(1X,E9.3) )
      K=1
      L=11
      DO 10 I=1,11
      I=L-1
      LL=L+K
      WRITE(11,1000)(X(J),J=K,LL)
   10 K=LL+1
      RETURN
      END
```

MEMORY MAP

PROCEDURES

00001 =)NR	00040 =)WRF	00052 =)ARF
00072 = EXIT		

LOCAL - RELATIVE

00074 = K	00075 = L	00076 = I
00100 = J	00101 =)T0001	

LOCAL - ABSOLUTE

STATEMENT LABELS

00012 =)1000	00017 =)2000	00062 =)10

00102 = RANGE

```
      SUBROUTINE SUITE1
      DIMENSION P(99),W(99),G(99),D(99),A(15),B(4),C(4),V(25),R0(99)
      COMMON P,W,G,D,V,R0
      COMMON A,B,C,UMIN,F,IMAX,N,IJ,IK
      DATA  NVCART/4/
 1000 FORMAT(         E10.3      ,I3          )
 2000 FORMAT(4F10.5)
 5000 FORMAT(8H1DONNEES,5/,14H MATRICE DES A,5/)
 7000 FORMAT(1H0,23X,F10.4)
      READ (9,1000)UMIN,N
      READ (9,2000)B
      READ (9,2000)C
      READ (9,1000)F,IMAX
      WRITE(11,5000)
      NBCART=IMAX/NVCART
      IF(IMAX.NE.(NBCART*NVCART))  NBCART=NBCART+1
      I1=1
      I2=NVCART
      DO 5   K =1,NBCART
      IF(I2.GT.IMAX)     I2=IMAX
      READ(9,2000)     (A(I),I=I1,I2)
      I1=I2+1
      I2=I2+NVCART
    5 CONTINUE
      DO10I=1,IMAX
      WRITE(11,7000)A(I)
   10 CONTINUE
      UMIN=UMIN/10.
      DO 20 IXY = 1,25
      READ 2000,V(IXY)
   20 CONTINUE
      RETURN
      END
```

MEMORY MAP

PROCEDURES

00001 =)NRZ	00225 =)REF	00234 =)ARF
00201 =)WRF	00245 = EXIT	

LOCAL - RELATIVE

00007 = NVCART	00254 = NBCART	00255 = I1
00257 = K	00260 = I	00261 =)T0001

LOCAL - ABSOLUTE

COMMON

00000 = P	00306 = W	00614 = G
02020 = A	02056 = B	02066 = C
01512 = R0	02076 = UMIN	02100 = F
02103 = N	02104 = IJ	02105 = IK

STATEMENT LABELS

00016 =)1000	00013 =)2000	00016 =)5000

```
      SUBROUTINE SUITE2
      DIMENSION P(99),W(99),G(99),D(99),A(15),B(4),C(4),V(25),R0(99)
      COMMON P,W,G,D,V,R0
      COMMON A,B,C,UMIN,F,IMAX,N,IJ,IK
 8000 FORMAT(36H1ENERGIE DE LA PARTICULE INCIDENTE =,E10.3//5H  B =,F10.
     15,5X,3HC=,F10.5,5X,3HF =,F10.3,3/)
 8100 FORMAT(1HU,8X,6HNUMERO,12X,3(10HCOMPOSANTE,10X)/5X,13HD INTERACTIO
     1N,13X,1HN,15X,10HPENETRANTE,9X,12HELECTRONIQUE/)
 8500 FORMAT(9X,I3,14X,3(E10.3,10X))
      WRITE(11,8000)UMIN,B(IJ),C(IK),F
      WRITE(11,8100)
      U=UMIN/C(IK)
      DO30I=1,IMAX
      U=U*C(IK)
      K=KK(I,1)
      IF(K.EQ.5) P(K) = U**0.25*B(IJ)*0.5
      P(K)=U**0.25*B(IJ)
      W(K)=(1.-C(IK))*U/P(K)
      R2=1./(1.+5.46E-2*W(K)/A(I))
      D(K)=R2*P(K)*0.6666667
      G(K)=P(K)*0.6666667*(1-R2)
      LMAX=IMAX-I+1
      DO30L=1,LMAX
      IF(L.EQ.1)GO TO 30
      K=KK(I,L)
      P(K)=W(K-1)**0.25*B(IJ)
      W(K)=W(K-1)/P(K)
      IL=I+L-1
      R2=1./(1.+5.46E-2*W(K)/A(IL))
      D(K)=G(K-1)*P(K)*0.6666667*R2
      G(K)=D(K)*(1.-R2)/R2
   30 CONTINUE
      CMU=0.
      U=UMIN/C(IK)
      DO35I=1,IMAX
      U=U*C(IK)
      CN=0.
      CPH=0.
      DO60J=1,I
      K=KK(J,I+1-J)
      IF(W(K).LT.  1.1 ) GO TO 50
      CN=CN+G(K)
      CMU=CMU+D(K)
   50 K=I+1-J
      DO60L=1,K
      JL=KK(J,L)
      IF(W(JL).LT.1.1 ) GO TO  60
      IL=J+L-1
      R2=1./(1.+5.46E-2*W(JL)/A(IL))
      M=K+1-L
      CPH=CPH+0.31*D(JL)/R2/SQRT(ALOG(W(JL)/0.1684))*EXP(M*F/37.7*(1.-1.
     15*ALOG(3./(1.+75.4/M/F*ALOG(W(JL)/0.1684)))))
   60 CONTINUE
   35 WRITE(11,8500)I,CN,CMU,CPH
      RETURN
      END
```

```
      SUBROUTINE SUITE3
      DIMENSION P(99),W(99),G(99),D(99),A(15),B(4),C(4),V(25),RB(99)
      DIMENSION CZ(7),Y(7)
      COMMON P,W,G,D,V,RB
      COMMON A,B,C,IMIN,F,IMAX,N,IJ,IK
 1100 FORMAT(1H ,8X,I3,10X,7(F10.3,4X))
 1200 FORMAT(1HO,3/,36H DISTRIBUTION LATERALE DES ELECTRONS/1HO,8X,6HNUM
     1ERO,10X,6HY=0.01,7X,6HY=0.04,9X,5HY=0.1,9X,5HY=0.4,10X,3HY=1,11X,3
     2HY=4,10X,4HY=10/4X,13HD INTERACTION,2/)
 1300 FORMAT(1HO,2(10X,F10.3),2(10X,I4))
      PRINT1200
      Y(1)=0.01
      Y(2)=0.04
      Y(3)=0.1
      Y(4)=0.4
      Y(5)=1
      Y(6)=4
      Y(7)=10
      DO11II=1,IMAX
      DO15M=1,7
   15 CZ(M)=0.
      DO12I=1,II
      JJ=II+1-I
      DO12L=1,JJ
      IL=KK(I,L)
      IF (W(IL).LT. 1.1 ) GO TO 12
      K=II+2-I-L
      T =K*F/37.7
      S =3./(1.+2./1*ALOG(W(IL)/0.1684))
      CS=-0.58+1.6375*S-0.65625*S**2
      IF(S.LT.0.8)CS=-0.05+S*0.45
      IF(CS.LT.0.0) GO TO 12
      DO12M=1,7
      Z=0.2056*P(IL)*CS/SQRT(ALOG(W(IL)/0.1684))*EXP(T*(1.-1.5*ALOG(S)))
     1*Y(M)**(S-2.)*(Y(M)+1.)**(S-4.5)
      IF(L.GT.1)Z=Z*G(IL-1)
      CZ(M)=CZ(M)+Z
   12 CONTINUE
   11 PRINT1100,II,(CZ(M),M=1,7)
      RETURN
      END
```

MEMORY MAP

PROCEDURES

00001 =)NR7	00445 =)WRF	00470 =)CBF
00207 = KK	00135 = ALOG	00136 = SQRT
00131 =)F11	00461 =)ARF	00476 = EXIT

LOCAL - RELATIVE

00007 = CZ	00025 = Y	00552 = II
00554 =)I0001	00555 = I	00556 = JJ
00560 = IL	00561 = K	00562 = T
00566 = CS	00570 =)T1001	00572 =)T1002

```
      SUBROUTINE SUITE4
      REAL MOM
      DIMENSION P(99),W(99),G(99),D(99),A(15),B(4),C(4),V(25),RO(99)
      DIMENSION MOM(99),TETA(99)
      COMMON P,W,G,D,V,RO
      COMMON A,B,C,UMIN,F,IMAX,N,IJ,IK
 1000 FORMAT (1H ,12(1X,E9.3) )
 8000 FORMAT(36H1ENERGIE DE LA PARTICULE INCIDENTE =,E10.3//5H  B =,F10.
     15,5X,3HC =,F10.5,5X,3HF =,F10.3,/)
 8200 FORMAT(1HO,14H MATRICE DES P,/)
 8300 FORMAT(1HO,14H MATRICE DES W,/)
 8400 FORMAT(1HO,14H MATRICE DES G,/)
 8600 FORMAT(1HO,14H MATRICE DES D,/)
 8700 FORMAT(1HO,17H MATRICE DES TETA,/)
 8800 FORMAT(1HO,15H MATRICE DES RO,/)
      DO1I=1,IMAX
      LMAX=IMAX-I+1
      DO1L=1,LMAX
      K=KK(I,L)
      IF(W(K).LE.0.3) MOM(K) = 0.2
      IF(W(K).GT.0.3) MOM(K) = SQRT(W(K)**2 -1.9321E-2)
      IF ( MOM(K).LT.0.61) TETA(K) =0.99
      IF (MOM(K).GE.0.61) TETA(K) =0.4/MOM(K)
      M=I+L
      KMAX=IMAX-1
      RO(K)=0.
      DO2J=M,KMAX
    2 RO(K)=RO(K)+A(J)
      TET =TETA(K)
      RO(K) = (RO(K)*1000.)/SQRT((1./TET **2) -1.)
    1 CONTINUE
      WRITE(11,8000)UMIN,B(IJ),C(IK),F
      WRITE(11,8200)
      CALL IMPR(P,IMAX)
      WRITE(11,8300)
      CALL IMPR(W,IMAX)
      WRITE(11,8400)
      CALL IMPR(G,IMAX)
      WRITE(11,8000)UMIN,B(IJ),C(IK),F
      WRITE(11,8600)
      CALL IMPR(D,IMAX)
      WRITE(11,8700)
      CALL IMPR(TETA,IMAX)
      WRITE(11,8800)
      CALL IMPR(RO,IMAX)
      CALL SUITE 5
      RETURN
      END
```

MEMORY MAP

PROCEDURES

```
00001 = )NRZ          00743 = KK          00136 = SQRT
01262 = )ARF          01310 = )CBF        01311 = IMPR
```

```
      SUBROUTINE  SUITE 5
      DIMENSION P(99),W(99),G(99),D(99),A(15),B(4),C(4),V(25),RO(99)
      COMMON P,W,G,D,V,RO
      COMMON A,B,C,UMIN,F,IMAX,N,IJ,IK
 1800 FORMAT(35H1ENERGIE DE LA PARTICULE INCIDENTE =,E10.3//3H B=,F10.5,
     15X,3HC =,F10.5,5X,3HF =,F10.3,/)
      WRITE(11,1800)UMIN,B(IJ),C(IK),F
      WRITE(11,2000)
 2000 FORMAT(1HO,20X,1HV,20X,5HDELMU,20X,5HDELHA )
      DO 10 KV=1,25
      DELMU =0.0
      DELHA =0.0
      DO 20 I = 1,IMAX
      LMAX = IMAX - I +1
      DO 20 L = 1,LMAX
      K = KK(I,L)
      IF(RO(K).LT.1.E-5) GO TO 20
      DXY = 2. * V(KV) /RO(K)
      IF(RO(K).GE.1.E-5) TU = RO(K) ** 3
      IF(DXY.GE.20.0) GO  TO 20
      ZUT= V(KV)/(TU*3.142 * EXP(DXY))
      DELMU =DELMU + D(K)* ZUT
      IX=LMAX -1
      IF (L.NE.IX) GO TO 20
      DELHA = 0.0
      DELHA = DELHA + G(K)*ZUT
   20 CONTINUE
   40 WRITE (11,2100) V(KV),DELMU, DELHA
 2100 FORMAT(15X,E10.3,12X,E10.3,12X,E10.3)
   10 CONTINUE
      RETURN
      END
```

MEMORY MAP

PROCEDURES

00001 =)NRZ	00263 =)WRF	00272 =)ARF
00121 = KK	00134 = EXP	00316 = EXIT

LOCAL - RELATIVE

00334 =)T0001	00335 =)T0002	00336 = KV
00341 = DELHA	00343 = I	00344 = LMAX
00346 = K	00347 = DXY	00351 = TU
00355 = IX	00356 =)T1001	

LOCAL - ABSOLUTE

COMMON

00000 = P	00306 = W	00614 = G
02020 = A	02056 = B	02066 = C
01512 = RO	02076 = UMIN	02100 = F
02103 = N	02104 = IJ	02105 = IK

STATEMENT LABELS

$$\Delta_{\mu}(r) = \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{K=1}^{n-i-1} \frac{1}{\pi} \frac{D(i,K)}{(\rho(i,K))^3} \, r^2 \, e^{-\left(\frac{2\,r}{\rho(i,K)}\right)^2}$$

et $$\Delta_{h}(r) = \sum_{i=1}^{n-1} \frac{1}{\pi} \frac{G(i,n-1-i)}{\rho(i,n-1-i)^3} \, r^2 \, e^{-\left(\frac{2\,r}{\rho(i,n-1-i)}\right)^2}$$

III - LE PROGRAMME G.G.A.

Nous nous bornons à reproduire ci-dessous sans commentaires les cinq sous-programmes qui permettent de calculer le développement longitudinal et latéral de la grande gerbe.

Le lecteur reconnaîtra aisément les boucles Fortran directement issues des récurrences de l'algorithme précédent. Dans suite 2 sont calculées les trois composantes du développement longitudinal ; dans suite 3 est calculée à diverses altitudes la distribution latérale des électrons. Suite 4 fournit à chaque niveau d'interaction les énergies individuelles des pions créés, leur nombre et leur angle d'émission, ainsi que le nombre et l'énergie des muons, avec leur distance moyenne respective à l'axe au niveau du sol. Les densités muoniques et hadroniques sont obtenues dans suite 5 . Le passage d'une combinaison de paramètres à une autre ne pose aucune difficulté.

IV - PRESENTATION DES RESULTATS ET TRAITEMENT DE L'INFORMATION

Les résultats se présentent sous forme de tableaux et de matrices triangulaires. Nous reproduisons ici la représentation numérique d'une grande gerbe, obtenue pour une énergie primaire E_p et pour une combinaison de paramètres (B,η,λ_i). On a posé dans le programme $C = 1 - \eta$, $F = \lambda_i$.

L'énergie de la particule incidente est exprimée en GeV. Nous allons commenter ici un type de gerbe pris au hasard et qui ne correspond pas nécessairement à un type de gerbe réel pour la combinaison suivante :

$E_p = 10^8$ GeV $= 10^{17}$ eV

$B = 1,3$ $(P = 1,3\ E_p^{1/4})$

$C = 0,7$ $(\eta = 30\ \%)$

$F = 90$ g/cm^2 $= \lambda_i$

$\langle P_t \rangle = 0,4$ GeV/c.

$$N(P_t)\ dP_t = \frac{P_t}{P_o^2}\ e^{-\frac{P_t}{P_o}}$$

Le premier tableau (p.68) comprend trois colonnes : composante N, composante pénétrante et composante électronique. Le numéro d'interaction à gauche indique l'épaisseur d'atmosphère traversée par la grande gerbe. L'indice 1 correspond à une traversée 2 F et le numéro 10 correspond à une épaisseur de 990 g/cm^2; proche du niveau de la mer. La grande gerbe possède alors 37.10^6 électrons, $6,36.10^5$ muons et $4,59.10^4$ hadrons.

Le second tableau (p.68) donne en unités de Molière ($Y = \frac{r}{r_o}$, les densités sont calculées pour des aires unités r_o^2) les distributions latérales électroniques aux diverses altitudes - r_o varie avec la pression atmosphérique. est de l'ordre de 79 m au niveau de la mer et de 100 m à l'altitude du Pic du Midi. On lit sur le tableau, toujours pour la même gerbe de 10^{17} eV, $r_o^2\ \Delta_e = 1,54.10^6$ à 990 g/cm^2 (indice 10) et pour $Y = 1 = \frac{r}{r_o}$, ce qui signifie que l'on trouve 240 électrons/m^2 à 80 m de l'axe. A l'altitude du Pic du Midi, on lit de même des densités de $1,72.10^{14}$ électrons/m^2, à 10 m de l'axe, et 234 électrons/cm^2 à 100 m. Sur la figure 15 sont portées les trois composantes du développement longitudinal et sur la figure 16 la distribution latérale des électrons à une profondeur de 990 g/cm^2

(ligne 10 du second tableau).

ENERGIE DE LA PARTICULE INCIDENTE = .100E+09

B = 1.50000 C= .70000 F = 90.000

NUMERO D'INTERACTION	COMPOSANTE N	COMPOSANTE PENETRANTE	COMPOSANTE ELECTRONIQUE
1	.866E+02	.308E-01	.142E+05
2	.172E+04	.958E-01	.476E+06
3	.142E+05	.702E+03	.433E+07
4	.551E+05	.138E+05	.173E+08
5	.103E+06	.835E+05	.389E+08
6	.115E+06	.217E+06	.578E+08
7	.992E+05	.359E+06	.645E+08
8	.768E+05	.479E+06	.596E+08
9	.601E+05	.568E+06	.488E+08
10	.459E+05	.636E+06	.370E+08
11	.346E+05	.686E+06	.267E+08

DISTRIBUTION LATERALE DES ELECTRONS

NUMERO D'INTERACTION	Y=0.01	Y=0.04	Y=0.1	Y=0.4	Y=1	Y=4	Y=10
1	.256E+07	.195E+06	.304E+05	.939E+03	.406E+02	.704E-01	.483E-03
2	.920E+08	.880E+07	.161E+07	.655E+05	.354E+04	.924E+01	.866E-01
3	.659E+09	.767E+08	.161E+08	.832E+06	.543E+05	.202E+03	.247E+01
4	.188E+10	.263E+09	.630E+08	.408E+07	.320E+06	.167E+04	.263E+02
5	.296E+10	.488E+09	.132E+09	.106E+08	.987E+06	.713E+04	.144E+03
6	.312E+10	.586E+09	.175E+09	.168E+08	.183E+07	.179E+05	.456E+03
7	.262E+10	.537E+09	.172E+09	.190E+08	.234E+07	.294E+05	.924E+03
8	.197E+10	.425E+09	.143E+09	.174E+08	.234E+07	.356E+05	.133E+04
9	.140E+10	.312E+09	.108E+09	.139E+08	.199E+07	.348E+05	.148E+04
10	.971E+09	.219E+09	.771E+08	.103E+08	.154E+07	.296E+05	.137E+04
11	.663E+09	.151E+09	.535E+08	.735E+07	.112E+07	.230E+05	.113E+04

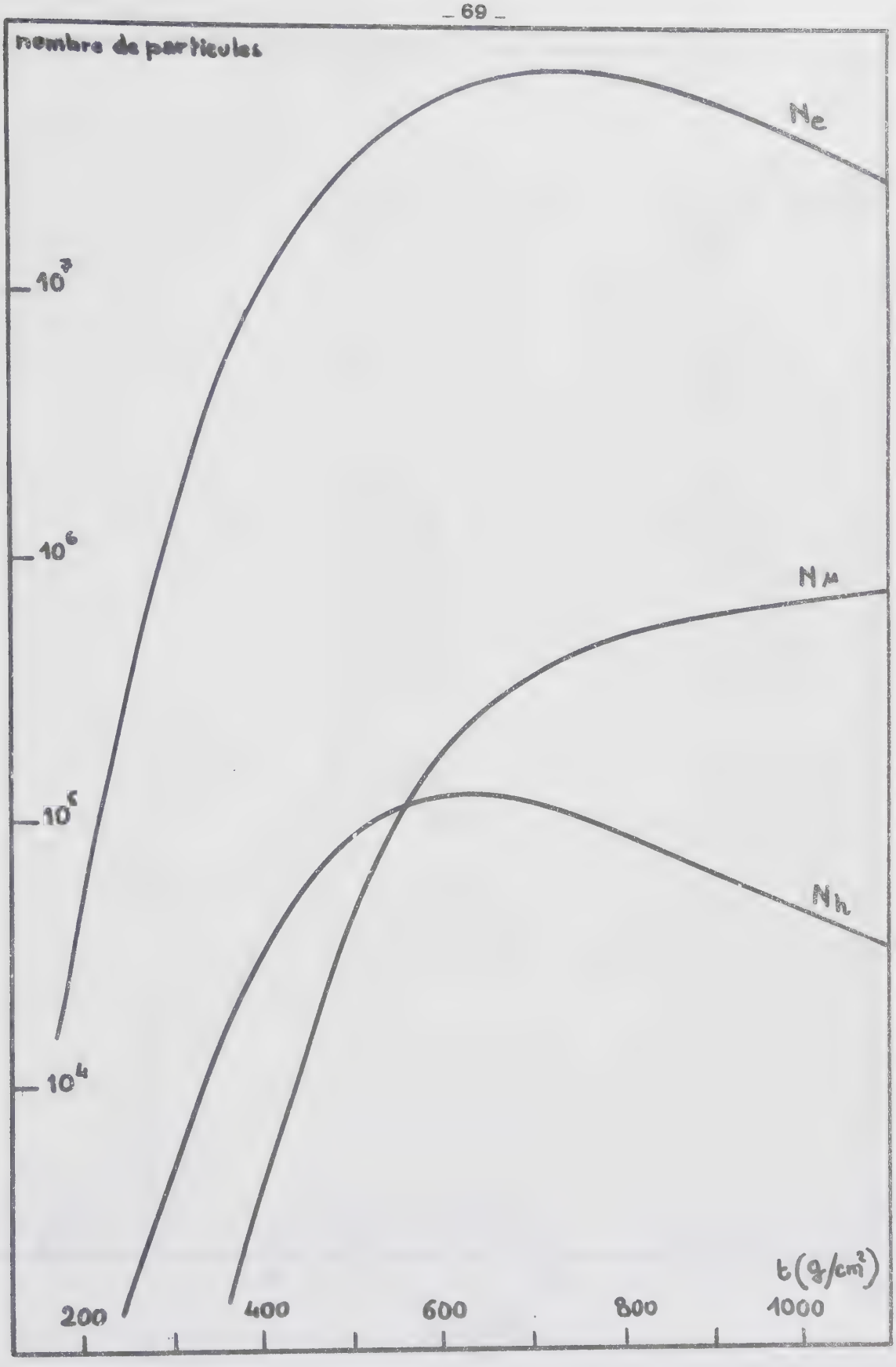

nombre de particules
Ne
Nμ
Nh
10^3
10^6
10^5
10^4
t(g/cm²)
200
400
600
800
1000

Fig 15

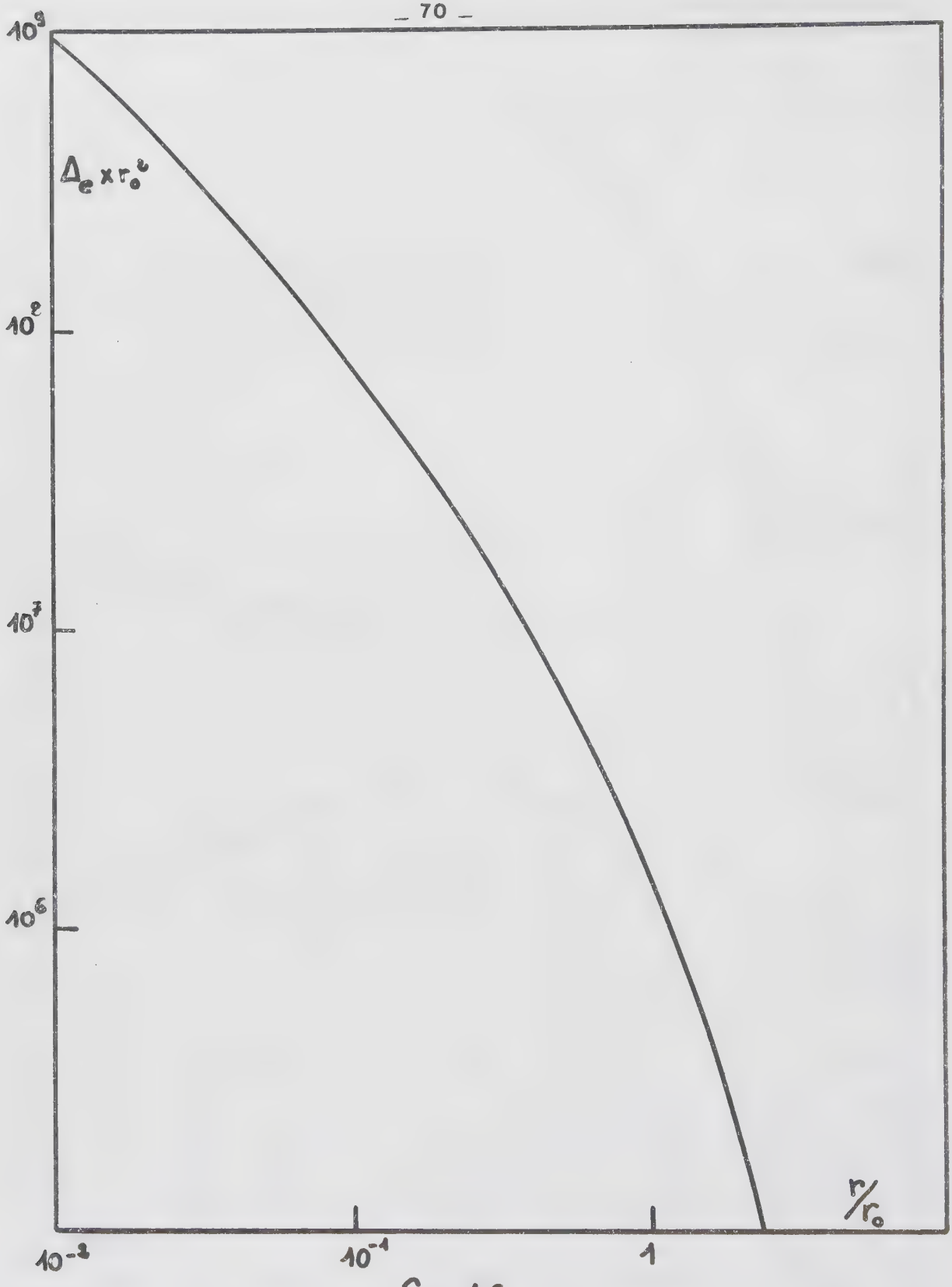


Fig 16

ENERGIE DE LA PARTICULE INCIDENTE = .100E+09

B = 1.30000 C = .70000 F = 90.000

MATRICE DES P

.130E+03	.285E+02	.123E+02	.658E+01	.411E+01	.289E+01	.221E+01	.182E+01	.156E+01	.140E+01 .129E+01
.119E+03	.266E+02	.117E+02	.634E+01	.399E+01	.283E+01	.218E+01	.179E+01	.155E+01	.139E+01
.109E+03	.249E+02	.112E+02	.610E+01	.388E+01	.277E+01	.215E+01	.177E+01	.154E+01	
.995E+02	.233E+02	.106E+02	.588E+01	.378E+01	.271E+01	.211E+01	.175E+01		
.910E+02	.218E+02	.101E+02	.566E+01	.367E+01	.265E+01	.208E+01			
.832E+02	.204E+02	.960E+01	.545E+01	.357E+01	.260E+01				
.761E+02	.191E+02	.913E+01	.525E+01	.347E+01					
.696E+02	.178E+02	.868E+01	.506E+01						
.637E+02	.167E+02	.826E+01							
.583E+02	.156E+02								
.533E+02									

MATRICE DES W

.231E+06	.510E+04	.557E+03	.998E+02	.243E+02	.842E+01	.380E+01	.209E+01	.134E+01	.958E+00 .745E+00
.177E+06	.663E+04	.565E+03	.891E+02	.223E+02	.790E+01	.362E+01	.202E+01	.130E+01	.938E+00
.135E+06	.542E+04	.486E+03	.796E+02	.205E+02	.741E+01	.346E+01	.195E+01	.127E+01	
.103E+06	.444E+04	.418E+03	.711E+02	.188E+02	.696E+01	.329E+01	.188E+01		
.792E+05	.363E+04	.360E+03	.635E+02	.173E+02	.653E+01	.314E+01			
.606E+05	.297E+04	.309E+03	.568E+02	.159E+02	.613E+01				
.464E+05	.243E+04	.266E+03	.507E+02	.146E+02					
.355E+05	.199E+04	.229E+03	.453E+02						
.271E+05	.163E+04	.197E+03							
.208E+05	.133E+04								
.159E+05									

MATRICE DES G

.806E+02	.164E+04	.125E+05	.434E+05	.592E+05	.325E+05	.808E+04	.103E+04	.847E+02	.484E+01 .213E+00
.793E+02	.140E+04	.104E+05	.345E+05	.473E+05	.264E+05	.647E+04	.888E+03	.750E+02	.444E+01
.729E+02	.130E+04	.846E+04	.273E+05	.369E+05	.200E+05	.518E+04	.719E+03	.623E+02	
.663E+02	.102E+04	.694E+04	.214E+05	.277E+05	.154E+05	.398E+04	.560E+03		
.606E+02	.877E+03	.561E+04	.165E+05	.213E+05	.116E+05	.299E+04			
.555E+02	.749E+03	.456E+04	.129E+05	.160E+05	.855E+04				
.507E+02	.641E+03	.364E+04	.100E+05	.119E+05					
.464E+02	.546E+03	.293E+04	.771E+04						
.424E+02	.458E+03	.241E+04							
.388E+02	.400E+03								
.355E+02									

MATRICE DES KO

.212E-01	.476E+00	.470E+01	.245E+02	.791E+02	.174E+03	.278E+03	.322E+03	.252E+03	.349E+03 .000E+00
.218E-01	.488E+00	.439E+01	.215E+02	.654E+02	.133E+03	.183E+03	.162E+03	.243E+03	.000E+00
.228E-01	.453E+00	.395E+01	.183E+02	.512E+02	.892E+02	.933E+02	.158E+03	.000E+00	
.237E-01	.433E+00	.349E+01	.148E+02	.350E+02	.461E+02	.918E+02	.000E+00		
.243E-01	.402E+00	.292E+01	.104E+02	.185E+02	.460E+02	.000E+00			
.241E-01	.354E+00	.213E+01	.564E+01	.189E+02	.000E+00				
.227E-01	.272E+00	.120E+01	.592E+01	.000E+00					
.185E-01	.151E+00	.131E+01	.000E+00						
.118E-01	.134E+00	.000E+00							
.144E-01	.000E+00								
.000E+00									

ENERGIE DE LA PARTICULE INCIDENTE = .100E+09

B = 1.30000 C = .70000 F = 90.000

MATRICE DES D

.308E-01	.953E+01	.685E+03	.126E+05	.598E+05	.813E+05	.399E+05	.875E+04	.985E+03	.741E+02	.394E+01
.212E-01	.745E+01	.534E+03	.950E+04	.446E+05	.627E+05	.319E+05	.684E+04	.843E+03	.650E+02	
.189E-01	.639E+01	.428E+03	.722E+04	.338E+05	.481E+05	.234E+05	.541E+04	.674E+03		
.186E-01	.567E+01	.348E+03	.565E+04	.262E+05	.345E+05	.177E+05	.409E+04			
.188E-01	.509E+01	.292E+03	.464E+04	.191E+05	.260E+05	.131E+05				
.193E-01	.474E+01	.262E+03	.355E+04	.148E+05	.192E+05					
.205E-01	.471E+01	.215E+03	.289E+04	.112E+05						
.234E-01	.429E+01	.191E+03	.234E+04							
.243E-01	.421E+01	.158E+03								
.274E-01	.413E+01									
.307E-01										

MATRICE DES TETA

.173E-05	.494E-04	.669E-03	.401E-02	.165E-01	.475E-01	.105E+00	.191E+00	.300E+00	.422E+00	.547E+00
.226E-05	.604E-04	.708E-03	.449E-02	.179E-01	.507E-01	.110E+00	.198E+00	.309E+00	.431E+00	
.296E-05	.738E-04	.823E-03	.502E-02	.195E-01	.540E-01	.116E+00	.206E+00	.317E+00		
.387E-05	.902E-04	.957E-03	.562E-02	.212E-01	.575E-01	.122E+00	.213E+00			
.505E-05	.110E-03	.111E-02	.630E-02	.231E-01	.613E-01	.127E+00				
.660E-05	.135E-03	.129E-02	.705E-02	.251E-01	.653E-01					
.863E-05	.165E-03	.150E-02	.789E-02	.274E-01						
.113E-04	.201E-03	.175E-02	.883E-02							
.147E-04	.246E-03	.203E-02								
.193E-04	.300E-03									
.252E-04										

ENERGIE DE LA PARTICULE INCIDENTE = .100E+09

B= 1.30000 C = .70000 F = 90.000

V	DELMU	DELHA
.320E+00	.401E+02	.236E+03
.500E+00	.385E+02	.524E+02
.800E+00	.379E+02	.324E+01
.100E+01	.377E+02	.463E+00
.175E+01	.361E+02	.237E-03
.250E+01	.340E+02	.232E+02
.320E+01	.324E+02	.102E+02
.400E+01	.307E+02	.376E+01
.500E+01	.268E+02	.266E+00
.800E+01	.234E+02	.167E-01
.100E+02	.208E+02	.985E-03
.150E+02	.165E+02	.145E+01
.200E+02	.136E+02	.356E+00
.320E+02	.896E+01	.987E-02
.500E+02	.529E+01	.351E-04
.800E+02	.276E+01	.126E-01
.100E+03	.192E+01	.189E-02
.150E+03	.872E+00	.141E-04
.200E+03	.447E+00	.128E-02
.320E+03	.122E+00	.111E-04
.500E+03	.253E-01	.152E-04
.800E+03	.270E-02	.354E-07
.100E+04	.710E-03	.181E-06
.150E+04	.163E-04	.515E-08
.320E+04	.637E-09	.128E-11

Les matrices triangulaires P, W, G,D, TETA, RO directement issues de l'algorithme précédent, semblent être la représentation numérique la plus naturelle d'une grande gerbe et présentent l'avantage de pouvoir confiner dans un espace réduit un grand nombre d'informations,ainsi que de suivre pas à pas le développement physique de la gerbe. Chaque diagonale antiprincipale de la grande gerbe représente les caractéristiques moyennes des diverses espèces de particules que l'on peut observer dans les grandes gerbes à un même niveau. Soient i,j les indices des lignes et des colonnes. La $n^{ième}$ diagonale contenant tous les éléments, tels que i + j = n correspond à l'état de la grande gerbe après un parcours (n-1) λ_i. Ces matrices permettent de reconstituer facilement l'histoire de la grande gerbe. La matrice des P contient les multiplicités moyennes des diverses collisions intervenant dans la grande gerbe suivant les hypothèses effectuées.

La matrice des W représente en GeV les énergies moyennes des pions émis lors de chaque interaction, celle des G le nombre total des pions de même énergie moyenne qui vont interagir, celle des D le nombre de ces pions désintégrés en muons et celle des θ les angles d'émission moyens (en radians) de ces pions. Les distances moyennes de chute des muons (en mètres) comptées depuis le "coeur" constituent les éléments de la matrice des ρ. Enfin, dans chaque matrice l'ordre des colonnes rencontrées de gauche à droite est celui de la dégénérescence.

La traduction se fait ainsi : la particule primaire de 10^{17} eV crée après avoir parcouru 1 λ_i,P_{11}(=130) particules secondaires d'énergies individuelles moyennes W_{11}(=2,31.10^5 GeV); G_{11}(=86,6) de ces particules vont interagir, D_{11}(<1) se désintègrent en muons. L'angle moyen d'émission des P_{11} particules est θ_{11} (1,73.10^{-6} rad.). Après un parcours 2 λ_i le proton interagit une seconde fois pour créer P_{12} (=119) secondaires d'énergies W_{12} (=1,77.10^5 GeV) dont G_{12}(=79,3) vont interagir, tandis que les G_{11} particules précédentes engendrent chacune P_{12}(=28,5) secondaires d'énergies moyennes W_{12}(=8,1.10^3 GeV) dont, au total, G_{21}(=1640) vont interagir, tandis que D_{21}(=9,53) vont se désintégrer en muons émis suivant les angles moyens θ_{12}(=5.10^{-5} rad) pour tomber en moyenne à ρ_{12}(=4,76 mètres de l'axe au niveau de la mer.

Il est possible de connaître le passé et le devenir de tout élément apparaissant dans la grande gerbe à n'importe quel stade de développement. Considérons par exemple l'élément qui est à l'intersection de la $i^{ème}$ ligne et de la $j^{ième}$ colonne pour i = 3 et j = 4. Cet élément se manifeste lorsque la grande gerbe a traversé une épaisseur de $(i + j-1)\ \lambda_i = 6\ \lambda_i = 540\ g/cm^2$: il s'agit d'un pion de dégénérescence d'ordre 3 issu de l'interaction d'un pion (i=3 j=3)

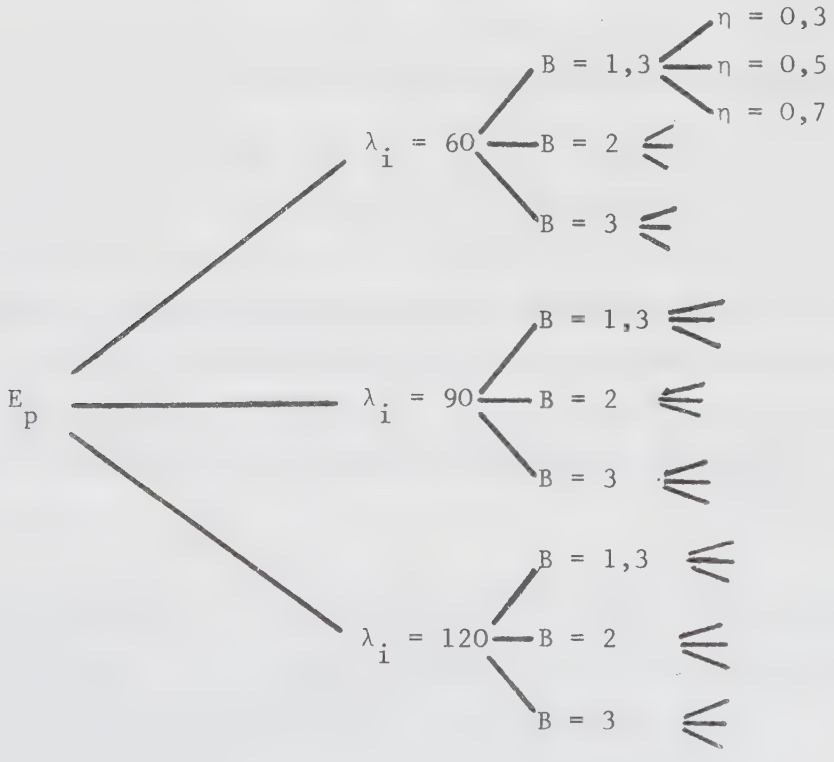
—Les matrices triangulaires restituent la généalogie d'un élément donné en retranchant une unité de l'indice de dégénérescence ou de colonne, par génération, et en gardant constant l'indice de ligne : sa descendance s'obtient en ajoutant une unité par génération et en gardant constant le même indice de ligne — dont l'énergie est W_{33} = 486 GeV, lui-même créé par un pion d'énergie W_{32}=5,42TeV par un pion d'énergie W_{31} = 103 TeV. Ce dernier pion a été créé lors de la 3ème interaction du proton primaire avec un noyau après une traversée de 280 g/cm^2. Le pion (3,4) considéré possède l'énergie W_{34} = 79,6 GeV. En moyenne G(3,3) XP (3,4) = 8480 x 6,1 ≃ 51700 pions de ce type sont créés à environ 540 g/cm^2. Un tiers de ces pions qui sont neutres se désintègrent en $\frac{2}{3}$ 51700 photons d'énergie $\frac{W(3,4)}{2}$ qui déclenchent autant de cascades photoélectroniques à partir de cette altitude. D_{34} = 7220 de ces pions se désintègrent en muons qui tombent en moyenne à ρ_{34} = 18,3 mètres de l'axe au niveau de la mer et ces muons sont émis suivant des angles moyens $\theta_{34} = 5{,}02.10^{-3}$ radians avec l'axe G_{34} = 27300 de ces pions vont interagir à une profondeur de 630 g/cm^2 pour créer chacun P_{35}=3,88 pions d'énergie W_{35} = 20,5 GeV. D_{35} = 33 800 de ces pions se désintègrent en muons qui atteingent le sol à ρ_{35} = 51,2 mètres de l'axe en moyenne : G_{35}=36900 interagissent à 720 g/cm^2 et ainsi de suite jusqu'au niveau de la mer. Toutes les informations relatives au développement d'une grande gerbe peuvent être confinées dans les six matrices triangulaires qui peuvent encore être utilisées lorsque la gerbe se propage dans un milieu autre que l'atmosphère (eau, roche, plomb ou au contraire espaces à faibles densités).

La dégénérescence induit en outre une quantification particulièrement évidente (les éléments de chaque colonne ont des grandeurs de même ordre) pour les matrices W, D, ρ. Elle se traduit par une répartition des muons au sol en couronnes et une ségrégation en énergie de ces muons.

La loi de distribution des impulsions transverses est à l'origine d'une interprétation de ces couronnes et elle permet par un calcul plus élaboré de calculer les densités de muons et d'hadrons en fonction de la distance à l'axe. Ces densités DELHA (pour Δ_h) et DELMU pour (Δ_μ) peuvent être lues sur les deux tableaux (p 74) en fonction de la distance au "coeur" v (en mètres). A 1 m de l'axe, la densité des muons est $\Delta_\mu = 37,7\ \mu/m^2$ et à 10 m, $\Delta_\mu = 20,8\ \mu/m^2$.

Les densités hadroniques sont de 23,2 au m^2 à 2,5 mètres de l'axe et de 2,66 à 6 mètres.

D'une manière générale, quatre tableaux et six matrices triangulaires sont associés à chaque combinaison de paramètres E_p, B, η, λ_i. Le plus souvent, B prendra trois valeurs : 1,3 ; 2 ; 3. De même η vaudra successivement 0,3 ; 0,5 ; 0,7 et λ_i : 60 g/cm^2 ; 90 g/cm^2 ; 120 g/cm^2. Le classement se fait en fonction du libre parcours moyen (c'est son échange qui entraine les plus grandes modifications du programme). Pour une énergie E_p, les gerbes sont classées suivant les combinaisons suivantes :



27 types de grande gerbe sont obtenus pour chaque énergie E_p. Les énergies E_p choisies le plus souvent sont 10^{13}, 10^{14}, 10^{15} ..... 10^{20} eV, mais des énergies 5.10^{14}, 5.10^{15} ..... ont été choisies aussi pour faciliter les interpolations, ainsi que d'autres combinaisons (B, η, λ_i). Tous ces calculs se rapportent au comportement normal des grandes gerbes.

V - LES PROGRAMMES SPECIAUX

L'algorithme des grandes gerbes est à même de subir un grand nombre de variantes ; de ces dernières sont tirés des programmes qui ont pour but, soit de fournir des renseignements complémentaires (étude de structure fine des trois composantes pour le développement latéral et longitudinal), soit de simuler des gerbes qui sont nées ou qui se développent à l'aide de processus exceptionnels.

Pour calculer le nombre d'électrons d'énergie supérieure à une énergie ε de muons d'énergie supérieure à une énergie E_μ et d'hadrons d'énergie supérieure à E_h et leurs densités respectives, il suffit d'éliminer les particules qui n'ont pas l'énergie requise. En modifiant dans le second sous-programme (pour les muons et hadrons les deux "tests" sur W(K) et W(JL), les hadrons et les muons du développement longitudinal d'énergie supérieure à E_R seront recensés en écrivant :

```
IF (W(K) . LT . E_R) GØ  TØ  50
IF (W(JL). LT . E_h) GØ  TØ  60
```

Pour obtenir les électrons d'énergie supérieure à ε il faut écrire la relation qui donne la composante photoélectronique sous la forme :

```
CPH = CPH+0.31*D(JL)/R2/SQRT(ALØG(W(JL)/(2*ε))*EXP(M*F/37.7*(1-1.5*ALØG(W(JL)/
(2*ε))))))
```

et pour les densités électroniques, dans le troisième sous-programme :

```
S=3./1/+2./T*ALØG(W(IL)/(2*ε))
Z=0.2066*P(IL)*CS/SQRT(ALØG(W(IL)/2*ε))*EXP(
(T*(1.-1.5*ALØG(S)))*Y(M)**(S-2)*(Y(M)+1).
**(S-4.5).
```

Le test IF(W(K).LT.E_h) GØ TØ 20, introduit dans le cinquième sous programme, fournit à volonté la densité des hadrons ou des muons d'énergie supérieure à E_h.

En faisant varier ε, E_μ, E_h, sont reconstitués les différents spectres d'énergie des particules qui apparaissent à tous les niveaux dans la grande gerbe.

La structure fine du "coeur" de la grande gerbe est étudiée en calculant dans suite 2 les densités électroniques pour des valeurs Y(M) comprises entre 10^{-4} et 10^{-2} et en calculant les densités muonique et hadronique, dans suite 5, pour des valeurs V(KV) de même ordre de grandeur. De même, la répartition latérale des particules à grande distance est caractérisée par les densités electroniques obtenues pour 10 < Y(M) < 100 et 1 km < V(KV) < 10 km.

Les gerbes inclinées sont simulées aisément en déterminant I_{max} en fonction du libre parcours moyen et de l'angle zénithal considéré, ainsi que les quantités A(1), ... A (I_{max}) sur la courbe d'atmosphère "standard". Les résultats peuvent être exprimés, au, choix dans des plans horizontaux ou dans des plans perpendiculaires à la direction d'arrivée de la particule primaire.

Tous les types de distributions énergétiques ou angulaires des particules secondaires peuvent être pris en compte dans les interactions proton-noyau. Une fraction E_i de l'énergie disponible ηE, est attribuée à une fraction H_i de ces particules secondaires. Des gerbes procédant d'interactions telles qu'un petit nombre de secondaires possèdent une énergie élevée, l'énergie qui reste étant répartie sur des secondaires moins énergiques et plus nombreux (distribution à deux cônes) sont construites. N'importe quelle loi de distribution continue de l'énergie des secondaires peut être reproduite - et par suite, la gerbe associée - avec une collection de n paramètres E_i, H_i, pourvu que la condition $\sum_1^n E_i = 1$, $\sum_1^n H_i = 1$ soit respectée.

La production de paires proton-antiproton, de bosons ou autre particules jouant un rôle exceptionnel parmi les secondaires (processus catastrophique par exemple) est envisagée car, à chaque interaction, il est loisible de réserver une partie de l'énergie destinée aux autres secondaires pour la reporter sur

un élément pour évaluer la modification résultante des composantes de la gerbe.

L'influence de toutes les lois de multiplicité peut être étudiée et les fluctuations des caractéristiques de l'interaction nucléaire, par rapport aux valeurs moyennes des paramètres, sont considérées au niveau de toutes les interactions; si par exemple la troisième interaction proton-noyau possède une inélasticité double de la valeur moyenne, il faut écrire dans suite 1 :

```
IF(K.EQ.3) W(K) = (1-C(IK)/2. * U/P(K).
```

Toutes les fluctuations liées au niveau de la première interaction (et éventuellement des autres) se manifestent par l'utilisation d'une suite de coefficients A(I) qui sont lus sur la courbe d'atmosphère"standard" et une correction de l'indice I_{max} en conséquence.

Pour des milieux très denses (liquides - solides) des gerbes à l'échelle microscopique sont simulées en modifiant les coefficients A(I), en fonction de la densité considérée, et en remplaçant les énergies critiques et longueurs naturelles de déplacement dans l'air par leurs valeurs dans les milieux considérés. Il y aura lieu de procéder de même pour les gerbes qui se développent dans d'autres atmosphères planétaires (en introduisant la courbe d'atmosphère "standard" de la planète considérée) et dans des milieux à très faibles densités (gerbes macroscopiques dans les espaces intersidéraux). La simulation des gerbes inverses (cas d'une particule primaire accélérée artificiellement à partir du sol et projetée verticalement hors de l'atmosphère) est réalisée en inversant l'ordre de la suite monotone décroissante des A(I) qui est remplacée par une suite croissante.

Il est très facile de simuler des gerbes engendrées par des photons où des électrons primaires de haute énergie, ainsi que des gerbes engendrées par des noyaux. Dans le cas du modèle de superposition ces dernières se calculent en écrivant :

```
IF(K.E.Q.1) P(K) = A*B(IJ) * (U/A) ** 0.25
```

mais des paramètres de fragmentation peuvent être introduits sur plusieurs interactions, après correction préalable du libre parcours moyen. La simulation de gerbes engendrées par des antiprotons peut également être faite en supposant, soit

que toute l'énergie disponible est concentrée sur les particules secondaires lors de la collision $\bar{p}$-N, soit que la collision est identique à une collision p-N, soit qu'il s'agit d'un type intermédiaire entre ces deux extrêmes.

CHAPITRE III

DETERMINATION DE LA MORPHOLOGIE DES GRANDES GERBES DE L'AIR

L'examen de milliers de grandes gerbes, toutes simulées pour des types différents d'interaction nucléaires, nous a permis de tirer des conclusions préliminaires quant à leur développement. Rappelons que toutes ces gerbes sont supposées douées d'un comportement "normal" (I-IV) et qu'elles sont engendrées par des protons d'énergies comprises entre 10^{13} eV et 10^{20} eV, pénètrant verticalement dans l'atmosphère.

Nous présentons, en premier, le développement longitudinal : bien que n'étant pas directement accessible à l'expérimentateur, il possède l'avantage de traduire très clairement, d'une part, l'existence d'un mécanisme "grande gerbe" qui résulte de la multiplication des interactions et de la superposition des cascades photoélectroniques, d'autre part, la modulation systématique et quelquefois intense de certaines composantes par l'un des paramètres .

I - DEVELOPPEMENT LONGITUDINAL

La figure 15, représente en fonction de l'épaisseur d'atmosphère traversée le développement des trois composantes, électronique, muonique, hadronique, d'une grande gerbe, caractérisée pour une combinaison donnée de paramètres, appelle quelques remarques d'ordre général qui conservent leur validité - ainsi que nous l'avons vérifié - pour toutes les combinaisons possibles de paramètres. La composante électronique joue un rôle prépondérant pour la détection d'une grande gerbe car elle est la plus riche en particules (Les courbes ont été tracées en coordonnées semi-logarithmiques). Ainsi que l'avaient prévu les expérimentateurs, cette composante électronique croît rapidement, puis est absorbée plus lentement. Dans la région d'absorption le nombre de particules N à une profondeur t est lié au nombre de particules N' à une profondeur t' par la relation :

$$N = N' \, e^{-\frac{(t-t')}{L}}$$

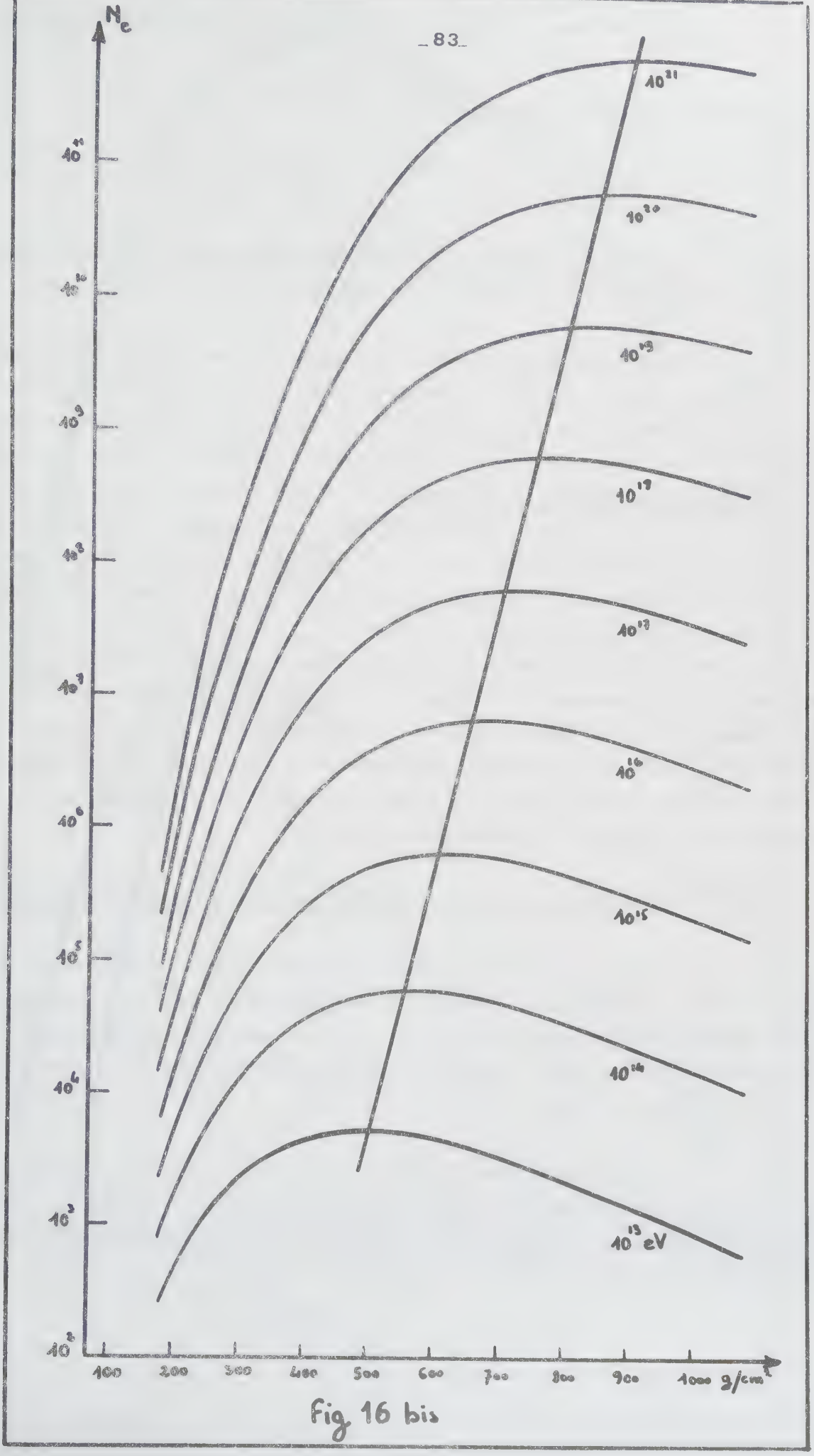

N_e
10^{11}
10^{10}
10^{9}
10^{8}
10^{7}
10^{6}
10^{5}
10^{4}
10^{3}
10^{2}
10^{21}
10^{20}
10^{19}
10^{18}
10^{17}
10^{16}
10^{15}
10^{14}
10^{13} eV
100
200
300
400
500
600
700
800
900
1000 g/cm²

Fig 16 bis

la longueur d'absorption L étant définie par :

$$\frac{1}{L} = - \frac{d(\text{Log } N)}{dt} \qquad (L \text{ et } t \text{ en g/cm}^2)$$

La composante muonique présente un développement très différent : après une croissance rapide, elle tend à se saturer près du niveau de la mer.

La composante hadronique se développe - à son échelle - comme la composante électronique et atteint son maximum à une altitude légèrement plus élevée. Sa longueur d'absorption peut différer de celle de la composante électronique. Enregistrer expérimentalement une grande gerbe revient à lire sur les trois courbes (figure 15) le nombre de particules de chaque composante pour une même profondeur t. $N_e(t)$, $N_\mu(t)$, $N_h(t)$ sont accessibles simultanément à l'expérimentateur ainsi que la longueur d'absorption L (par l'effet barométrique, par exemple). Ces valeurs sont le plus souvent obtenues au niveau de la mer, mais des expériences menées en altitude permettent de déterminer N_{max}, nombre de particules lorsque la grande gerbe atteint son maximum de développement et la profondeur T_{max} de ce maximum. Le développement de la figure 15 est celui d'une gerbe de 10^{15} eV, mais les commentaires précédents conservent leur généralité lorsque l'énergie varie jusqu'à 10^{20} eV. Il est également intéressant de constater (figure 16bis) que le maximum se rapproche du niveau de la mer lorsque l'énergie augmente, et celà quelque soit le type de l'interaction nucléaire.

I-1- L'influence de l'inélasticité moyenne de l'interaction nucléaire :

La figure 17 permet de comparer le développement longitudinal de trois grandes gerbes simulées par un même proton primaire de 10^{15} eV, pour des interactions nucléaires très inélastiques (η = 70%), moyennement inélastiques (η = 50%), peu inélastiques (η = 30%). Les deux autres paramètres ont ici des valeurs fixées λ_i = 75 g/cm^2 et B = 1,3.

Le nombre d'électrons N_e au niveau de la mer est d'autant plus élevé que l'interaction est moins inélastique (il est quadruplé lorsque η passe de 60% à 30%). La composante muonique reste indifférente au caractère plus ou moins inélastique de l'interaction.

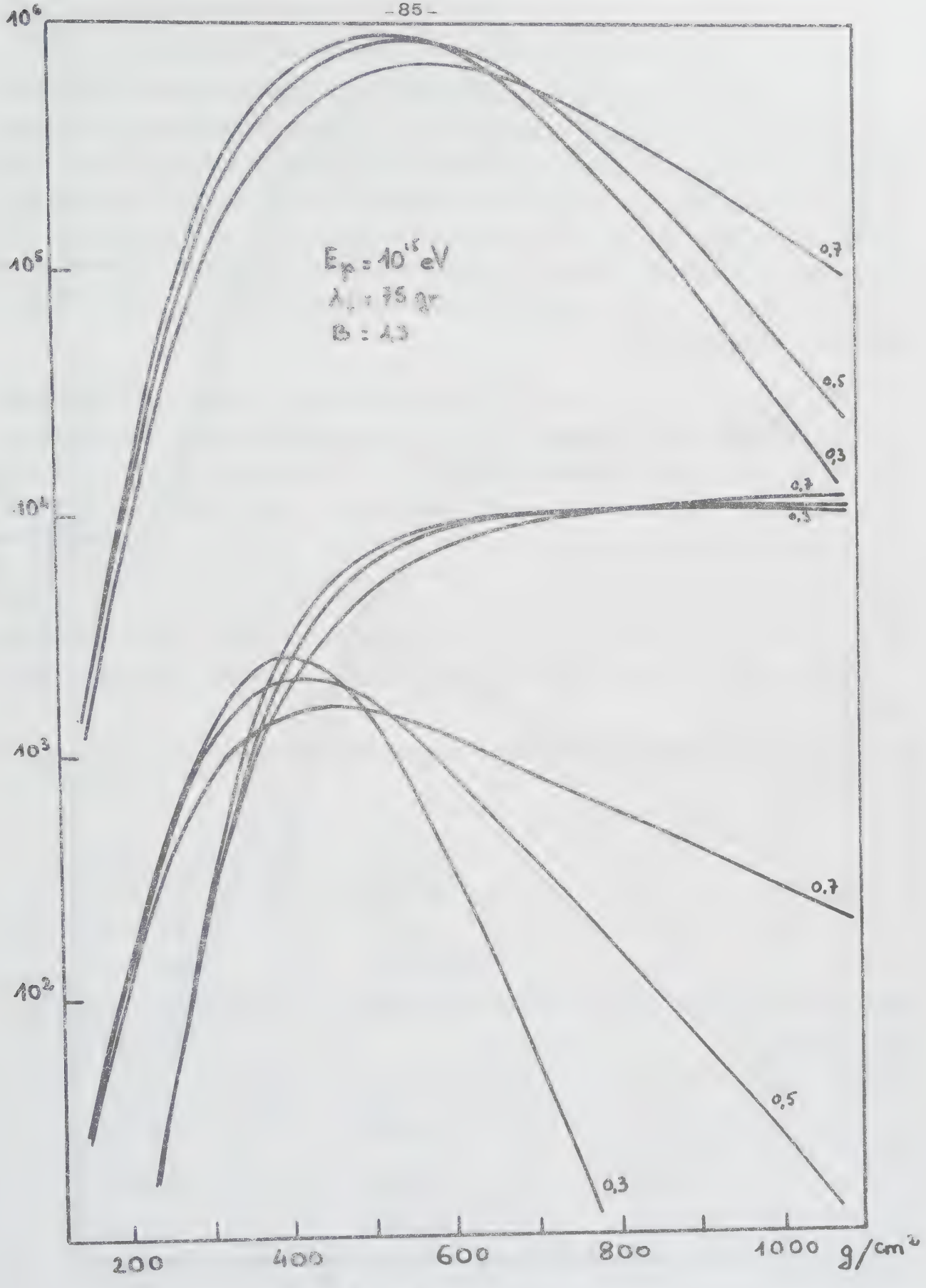

10^6
10^5
10^4
10^3
10^2
$E_p = 10^{15}$ eV
$\lambda_1 = 75$ gr
B = 1,3
0,7
0,5
0,3
0,7
0,5
0,7
0,5
0,3
200
400
600
800
1000
g/cm²

Fig 17

Le nombre d'hadrons N_h au niveau de la mer augmente de 20 à 300 lorsque l'inélasticité diminue de 70% à 50%. Dans le cas d'interactions très inélastiques l'énergie primaire est, en effet consommée beaucoup plus rapidement : il en résulte une très forte absorption de la composante hadronique qui est tout naturellement reproduite (et amplifiée en ce qui concerne le nombre total de particules) par la composante électronique. Ces deux dernières composantes possèdent un nombre de particules qui augmente avec le degré d'inélasticité lorsqu'elles atteignent leur maximum de développement.

Dans le cas d'interactions moins inélastiques, ce maximum de développement est légèrement plus profond. Toutes ces remarques conservent leur validité quelles que soient les énergies primaires et les combinaisons des autres paramètres de l'interaction . Le développement longitudinal des trois gerbes de la figure 18, calculé dans les mêmes conditions que pour la figure 17, mais pour un libre parcours moyen différent (λ_i = 75 g/cm^2) et un autre paramètre de multiplicité (B = 3). Des constatations similaires peuvent être faites sur les figures 19 (λ_i = 60 g/cm^2), 20 ($E_p = 10^{19}$ eV). Les tableaux ci-dessous permettent d'évaluer cette influence de l'inélasticité sur le développement longitudinal pour quelques types de grandes gerbes.

$E_p = 10^{15}$ eV	B = 1,3		λ_i = 90 g/cm^2
η	N_e	N_{max}	T_{max}
0,3	195 000	610 000	630 g/cm^2
0,5	80 000	800 000	580 g/cm^2
0,7	30 000	905 000	540 g/cm^2

$E_p = 10^{15}$ eV	B = 1,3		λ_i = 75 g/cm^2
η	N_e	N_{max}	T_{max}
0,3	135 000	690 000	575 g/cm^2
0,5	45 000	880 000	560 g/cm^2
0,7	25 000	910 000	540 g/cm^2

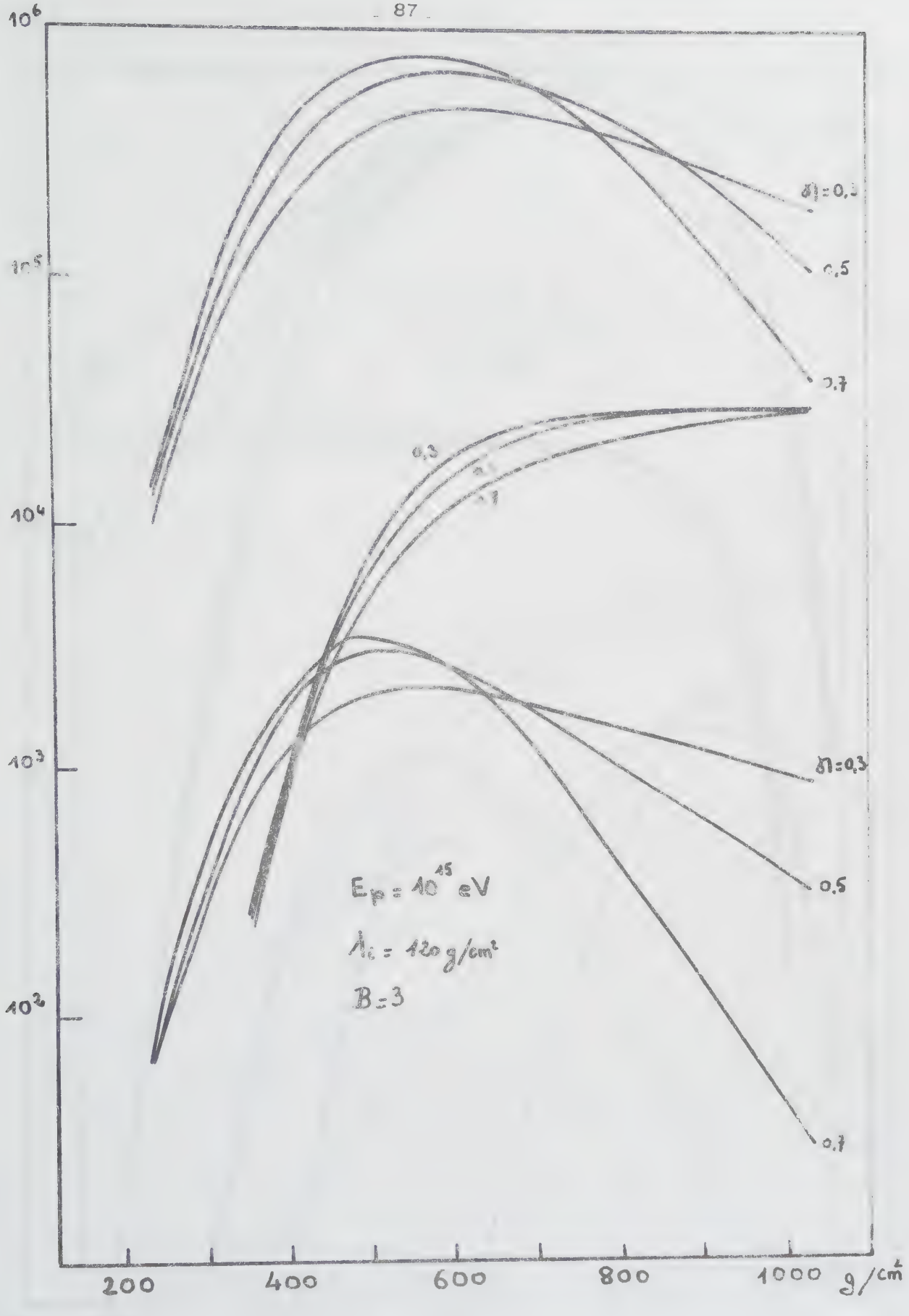

10^6
10^5
10^4
10^3
10^2
δ_1=0,3
0,5
0,7
0,3
0,5
0,7
δ_1=0,3
0,5
0,7
$E_p = 10^{15}$ eV
λ_c = 120 g/cm²
B=3
200
400
600
800
1000
g/cm²

Fig 18

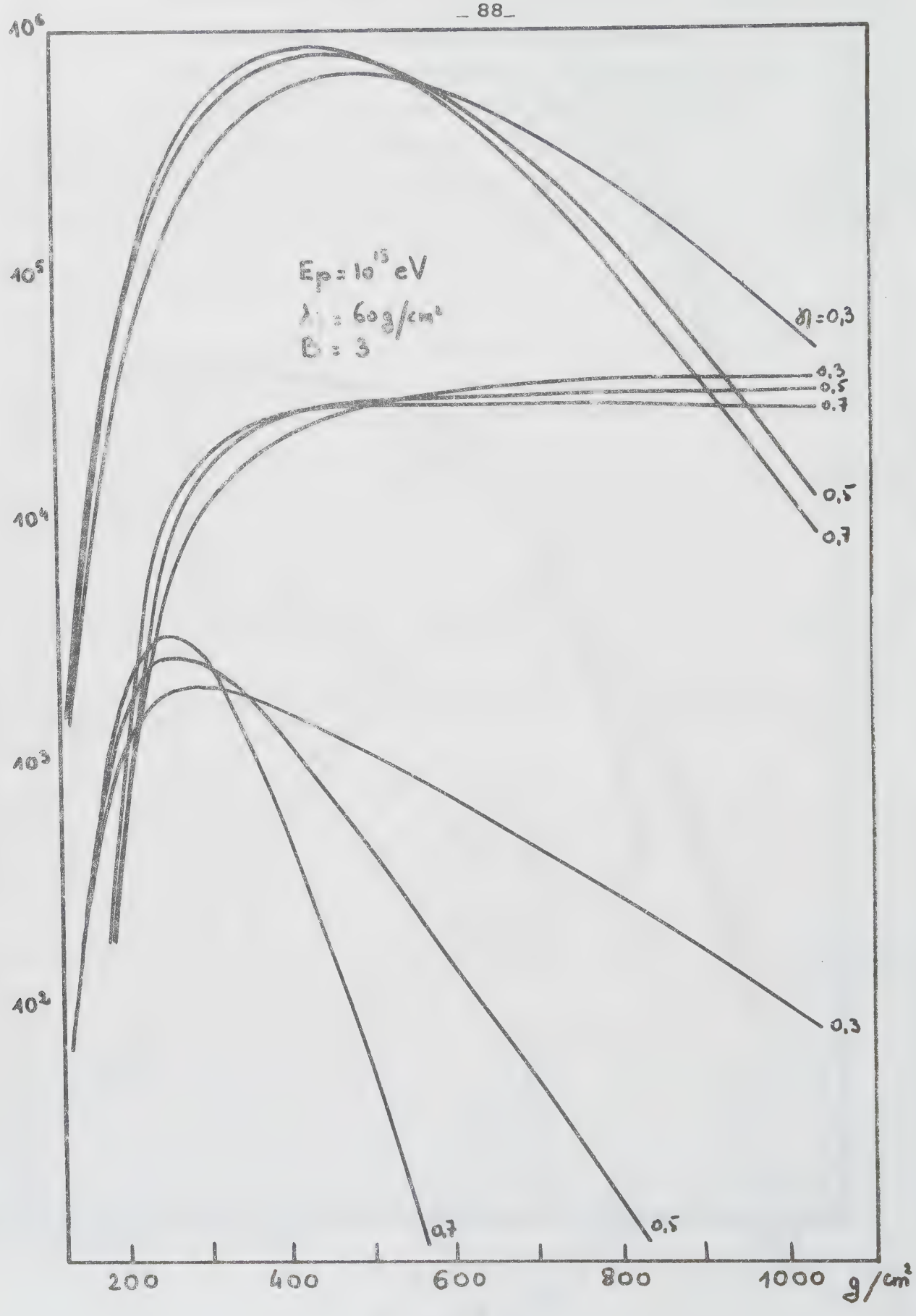

10^6
10^5
10^4
10^3
10^2
$E_p = 10^{13}$ eV
λ : 60 g/cm²
B : 3
η = 0,3
0,3
0,5
0,7
0,5
0,7
0,3
0,7
0,5
200
400
600
800
1000
g/cm²

Fig 19

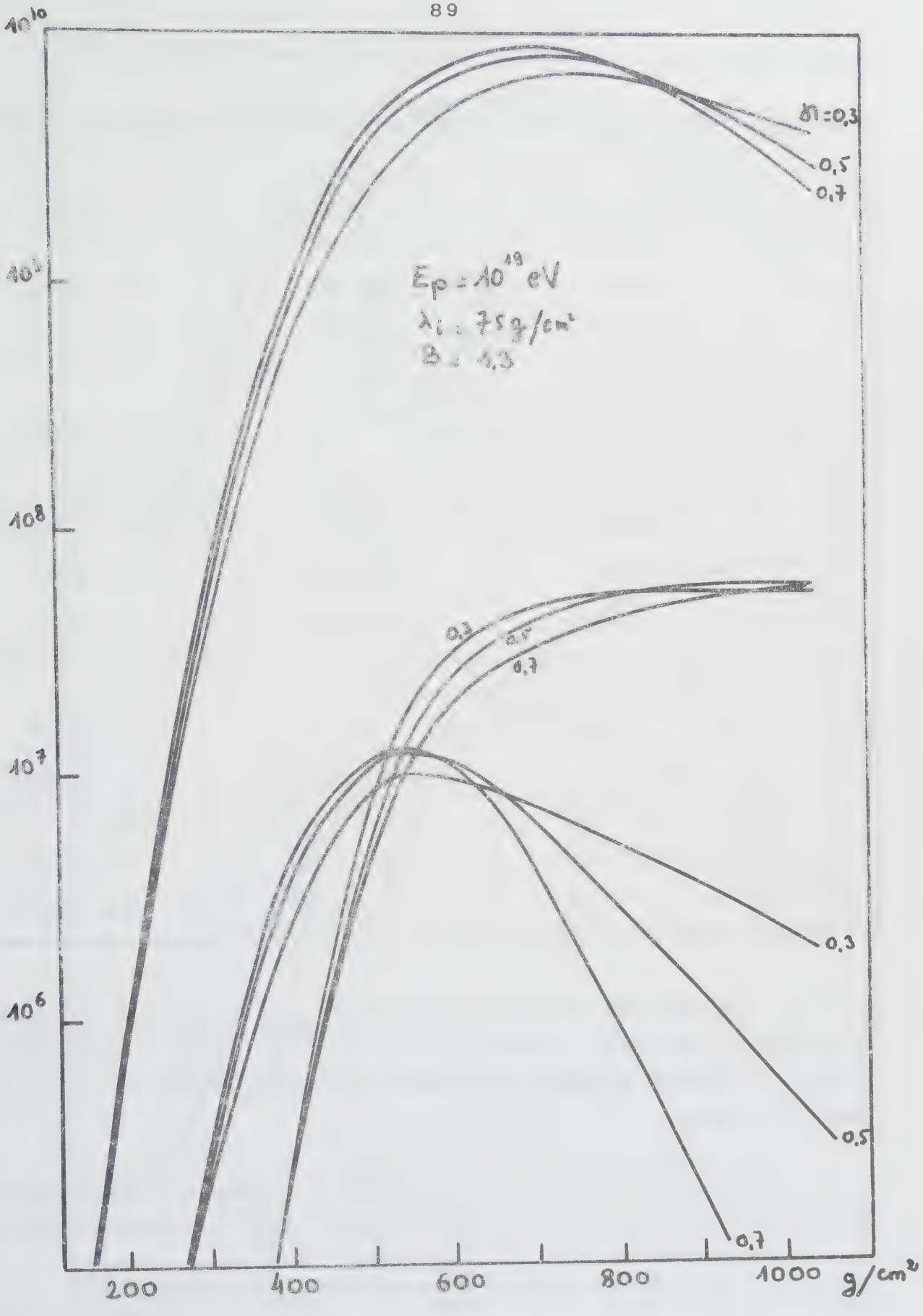

10^{10}
10^{9}
10^{8}
10^{7}
10^{6}
$E_p = 10^{19}$ eV
$\lambda_i = 75$ g/cm²
B = 1,3
0,3
0,5
0,7
0,3
0,5
0,7
0,3
0,5
0,7
200
400
600
800
1000
g/cm²

Fig 20

$E_p = 10^{15}$ eV B = 2 λ_i = 120 g/cm^2

η	N_e	N_{max}	T_{max}
0,3	215 000	510 000	660 g/cm^2
0,5	135 000	680 000	630 g/cm^2
0,7	59 000	805 000	610 g/cm^2

$E_p = 10^{15}$ eV B = 3 λ_i = 90 g/cm^2

η	N_e	N_{max}	T_{max}
0,3	128 000	580 000	560 g/cm^2
0,5	40 000	750 000	530 g/cm^2
0,7	17 000	870 000	510 g/cm^2

$E_p = 10^{19}$ eV B = 1,3 λ_i = 90 g/cm^2

η	N_e	N_{max}	T_{max}
0,3	$4,3 \cdot 10^9$	$6,3 \cdot 10^9$	810 g/cm^2
0,5	$3,7 \cdot 10^9$	$8 \cdot 10^9$	770 g/cm^2
0,7	$2,5 \cdot 10^9$	$8,5 \cdot 10^9$	740 g/cm^2

Les variations en sens contraire de N_{max} et N_e montrent bien comment l'inélasticité détermine l'absorption et le "vieillissement" de chaque grande gerbe : la longueur d'absorption L diminue considérablement au niveau de la mer lorsque η augmente.

Lorsque η est compris entre 30% et 45% la longueur d'absorption est la même, à la fois pour la composante électronique et pour la composante hadronique.

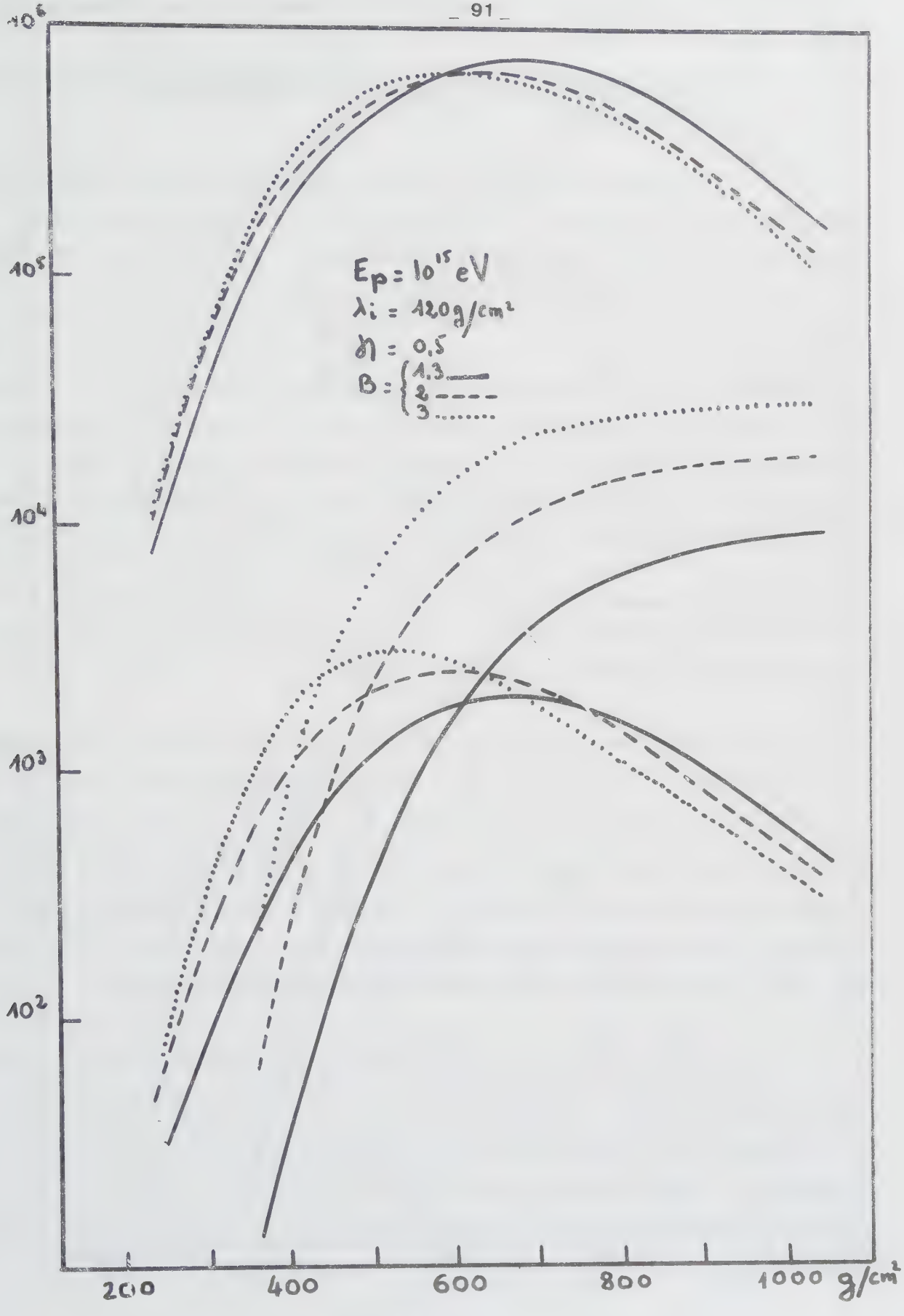

10^6
10^5
10^4
10^3
10^2
$E_p = 10^{15}$ eV
λ_i = 120 g/cm²
η = 0,5
B = { 1,3 ——— 2 - - - - 3 ……
200
400
600
800
1000 g/cm²

Fig 21

I-2- L'influence de la loi de production multiple sur le développement longitudinal:

L'influence de cette loi se manifeste encore de manière caractéristique, mais différente de celle de l'inélasticité. Le développement longitudinal de trois grandes gerbes calculées pour une même énergie $E_p = 10^{15}$ eV et une même inélasticité $\eta = 50$ % , mais pour trois coefficients de multiplicité B = 1,3 ; 2 ;3 (intervenant dans la loi de multiplicité des particules secondaires $M = B\ E_o^{1/4}$) sont représentées sur la figure 21. Le nombre d'électrons au niveau de la mer, ainsi que le nombre d'hadrons, diminuent lorsque B augmente. En revanche, le nombre de muons augmente considérablement avec B. Le nombre de particules au maximum de développement et la profondeur de ce maximum augmentent lorsque B diminue. Les longueurs d'absorption des composantes électroniques et hadroniques sont pratiquement indépendantes de B. Quelles que soient l'énergie primaire E_p et le type d'interaction nucléaire, l'influence de B présente la même originalité : les figures 22 et 23, représentant chacune trois grandes gerbes, respectivement pour $E_p = 10^{15}$ eV, $\lambda_i = 120$ g/cm^2, $\eta = 30\%$ et pour $E_p = 10^{19}$ eV, $\lambda_i = 75$ g/cm^2, $\eta = 30\%$, prises au hasard de notre collection peuvent en témoigner.

Le rôle important du coefficient de multiplicité dans le développement de la composante muonique mérite une étude particulière qui montre que son action se sépare de celle des autres paramètres. Pour $E_p = 10^{15}$ eV nous avons tracé les courbes $N_\mu = f(B)$ (figure 24) pour différentes valeurs des autres paramètres η et λ_i . Toutes les courbes sont contenues dans la partie hachurée et il en est de même lorsque l'énergie augmente (Figure 25). Les deux courbes limites s'écartent lorsque N_μ est étudié en altitude, mais elles sont assez proches à 3000 m d'altitude pour que N_μ puisse être considéré comme dépendantexclusivement de B.

Les figures 26 et 27, où sont étudiées les variations de N_μ au niveau de la mer en fonction de η et λ_i, illustrent peut-être mieux cette propriété. Les neuf courbes contenues dans la figure 24 se séparent ici en trois groupes suivant les trois valeurs de B. Nous obtenons donc une relation bien définie entre les trois quantités E_p, énergie du corpuscule primaire, N_μ et B (26). Dans la mesure où B peut être connu par ailleurs, la mesure expérimentale de N_μ peut donc servir à déterminer E_p.

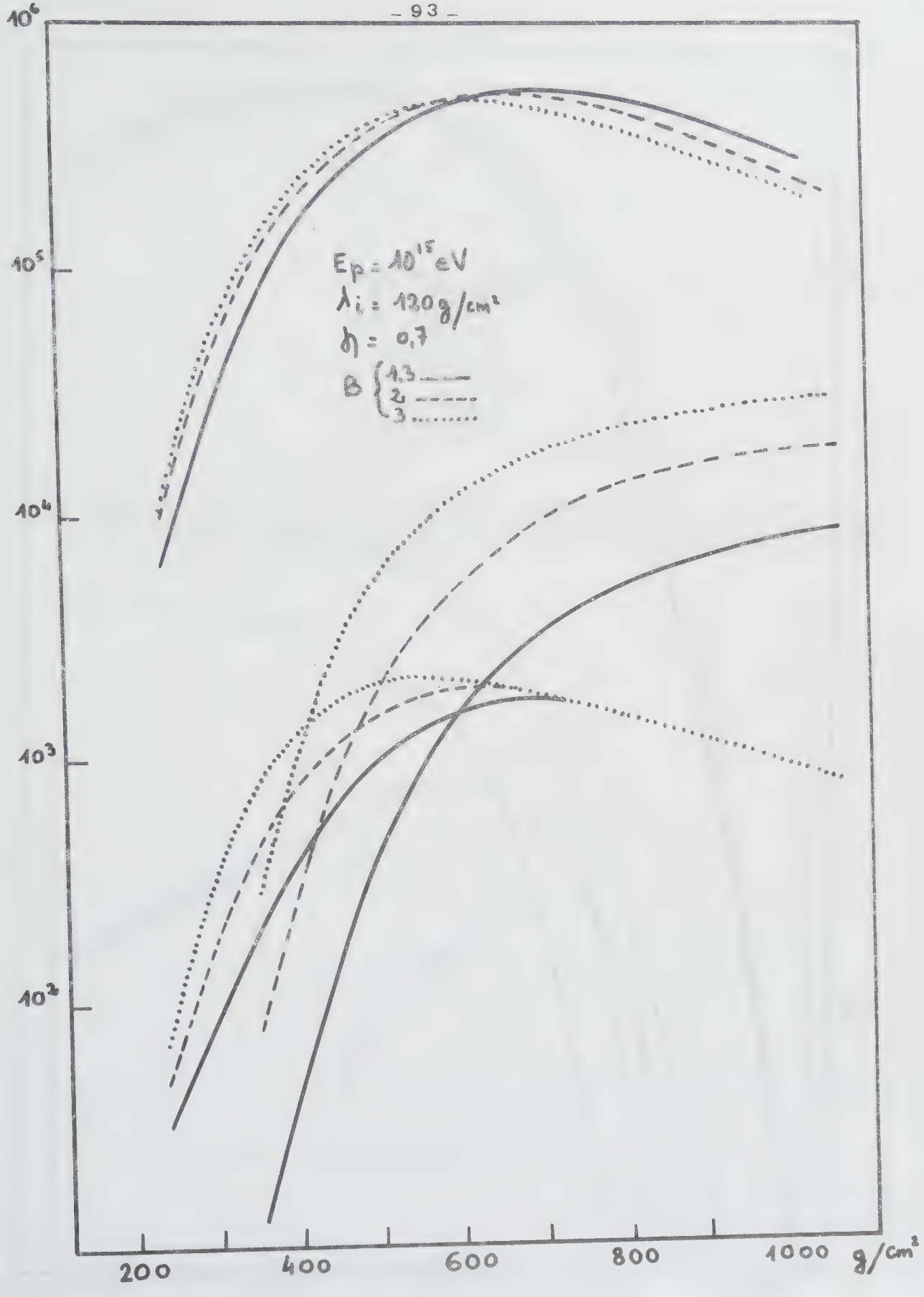

10^6
10^5
10^4
10^3
10^2
$E_p = 10^{15}$ eV
$\lambda_i = 120$ g/cm²
$\eta = 0,7$
B { 1,3 ——
2 – – –
3 ·····
200
400
600
800
1000
g/cm²

Fig 22

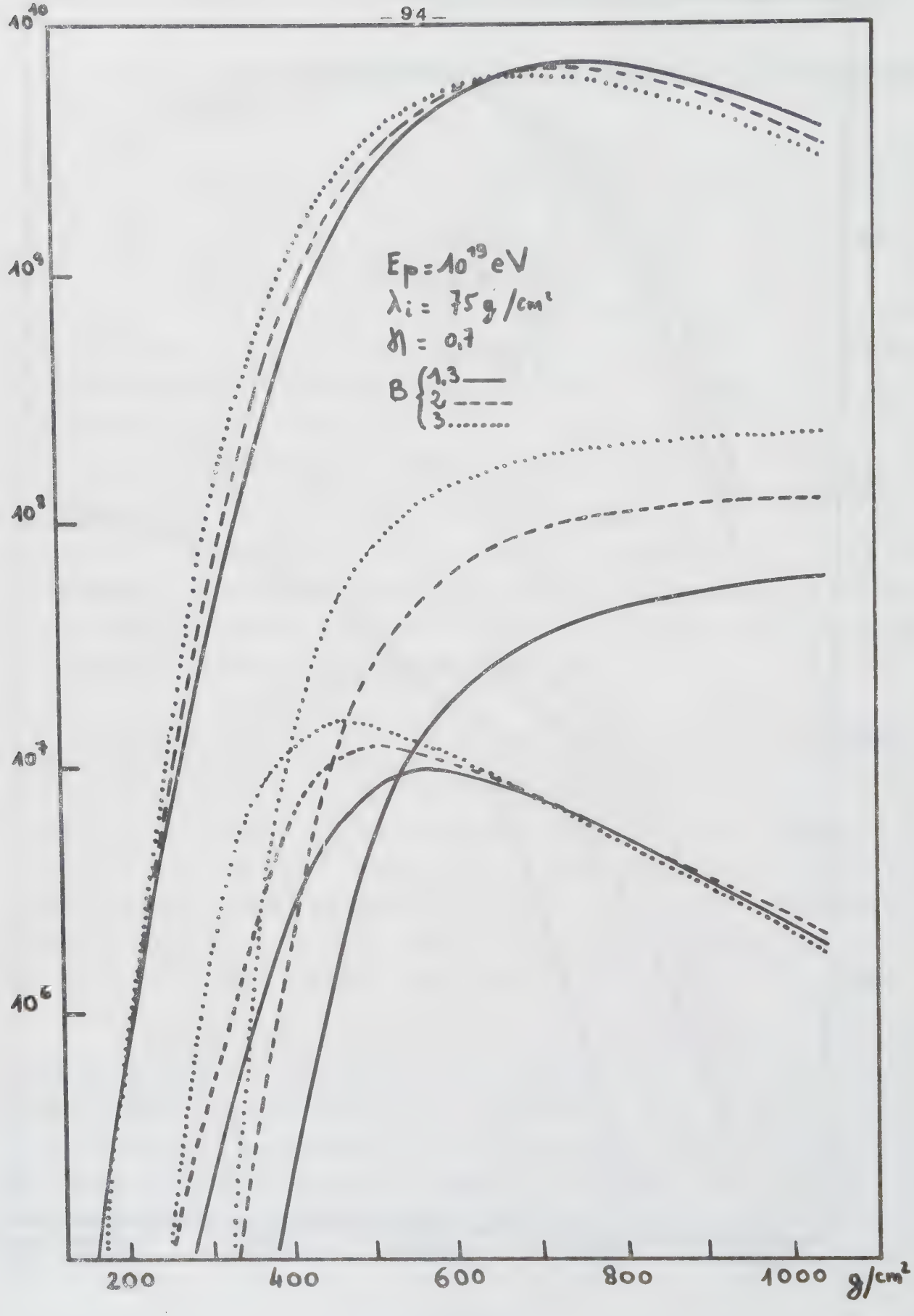

10^{10}
10^9
10^8
10^7
10^6
$E_p = 10^{19}$ eV
λ_i = 75 g/cm²
η = 0,7
B { 1,3 —— 2 ---- 3 .....
200
400
600
800
1000
g/cm²

Fig 23

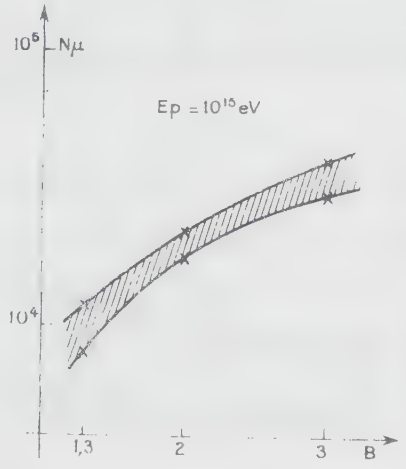


Fig. 24 — Variation de N_μ (au sol, muons d'énergie supérieure à 1 GeV) en fonction de B pour $E_p = 10^{15}$ eV. La région hachurée comprend toutes les courbes obtenues pour les valeurs de l'inélasticité comprises entre 0,3 et 0,7 et pour les valeurs du libre parcours moyen comprises entre 60 et 120 g/cm².

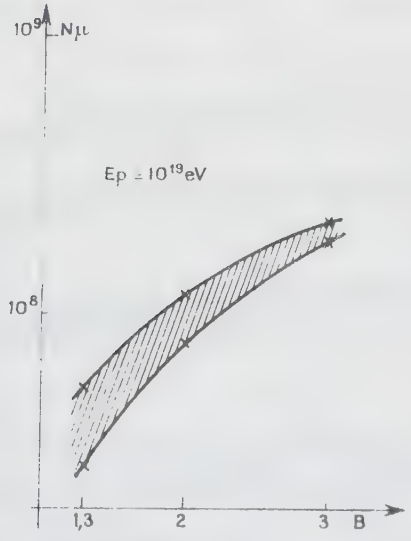


Fig. 25 — Mêmes courbes que pour la figure 1, mais pour $E_p = 10^{19}$ eV.

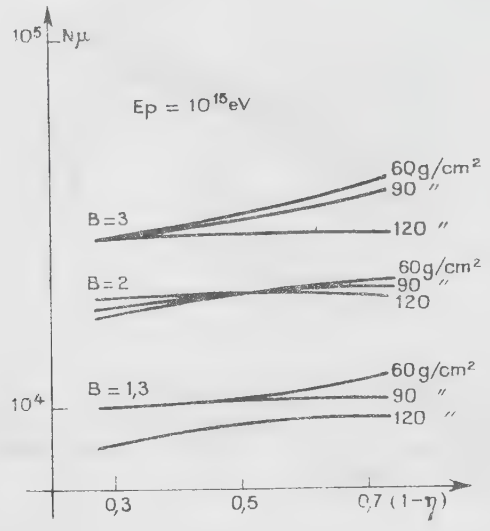


Fig. 26 — Variation de N_μ en fonction de l'inélasticité pour $E_p = 10^{15}$ eV.

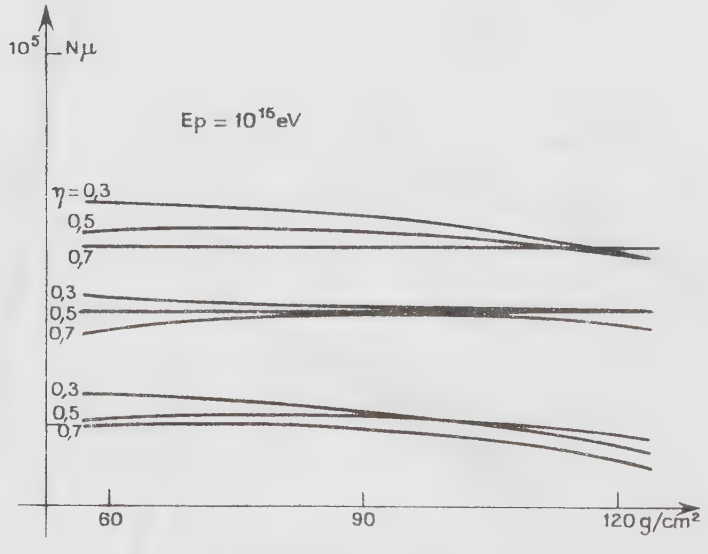


Fig. 27 — Variation de N_μ
en fonction du libre parcours moyen pour $E_p = 10^{15}$ eV.

Des lois de multiplicité, autres que la loi $M = B\ E_o^{1/4}$ peuvent être utilisées dans la simulation des grandes gerbes : Deux gerbes obtenues pour les lois $M = 1{,}18\ \mathrm{Log}\ E_o$ et $M = 5{,}26\ \mathrm{Log}\ (\frac{E_o}{18} + 1)$ possèdent des développements qui sont représentés sur la figure 28.

Il est toujours possible de trouver des valeurs de B qui donnent les mêmes développements et les remarques précédentes conservent leur généralité : une loi de multiplicité plus riche aux énergies voisines de l'énergie primaire conduit à un nombre de muons plus élevé et un nombre d'électrons plus faible au niveau de la mer, et à une abondance relative de muons (N_μ/N_e) d'autant plus forte. Le nombre d'hadrons au niveau de la mer et les longueurs d'absorption ne dépendent pas de la loi de production multiple.

I-3- L'influence de la section efficace d'interaction sur le développement longitudinal.

La comparaison de gerbes obtenues pour plusieurs libres parcours moyens révèle, une fois de plus, une individualité accentuée de l'action de cet autre paramètre de l'interaction nucléaire. La figure 29 reflète le développement longitudinal de quatre grandes gerbes engendrées par un proton de 10^{15} eV, l'interaction nucléaire ayant lieu dans les mêmes conditions (B = 2; η = 70%), mais pour les libre parcours moyen λ_i = 60 g/cm^2, 75 g/cm^2, 90 g/cm^2, 120 g/cm^2. L'effet de translation des trois composantes vers le sol, lié à l'augmentation du libre parcours moyen, apparaît immédiatement. Le nombre de muons N_μ au niveau de la mer est indépendant de λ_i. Au contraire, le nombre d'électrons et d'hadrons à ce même niveau diminuent considérablement lorsque la section efficace augmente. N_e est divisé par 5 lorsque la section efficace est doublée (λ_i passant de 60 g/cm^2 à 120 g/cm^2).

Les longueurs d'absorption des composantes hadroniques et muoniques sont indépendantes de λ_i, l'effet de translation demeurant à peu près parfait malgré un développement dans des couches atmosphériques différentes.

Le nombre de particules de ces deux composantes à leur maximum de développement dépend peu de λ_i, mais la profondeur de ce maximum dans l'atmosphère augmente régulièrement quand la section efficace diminue. Le rythme du développement d'une

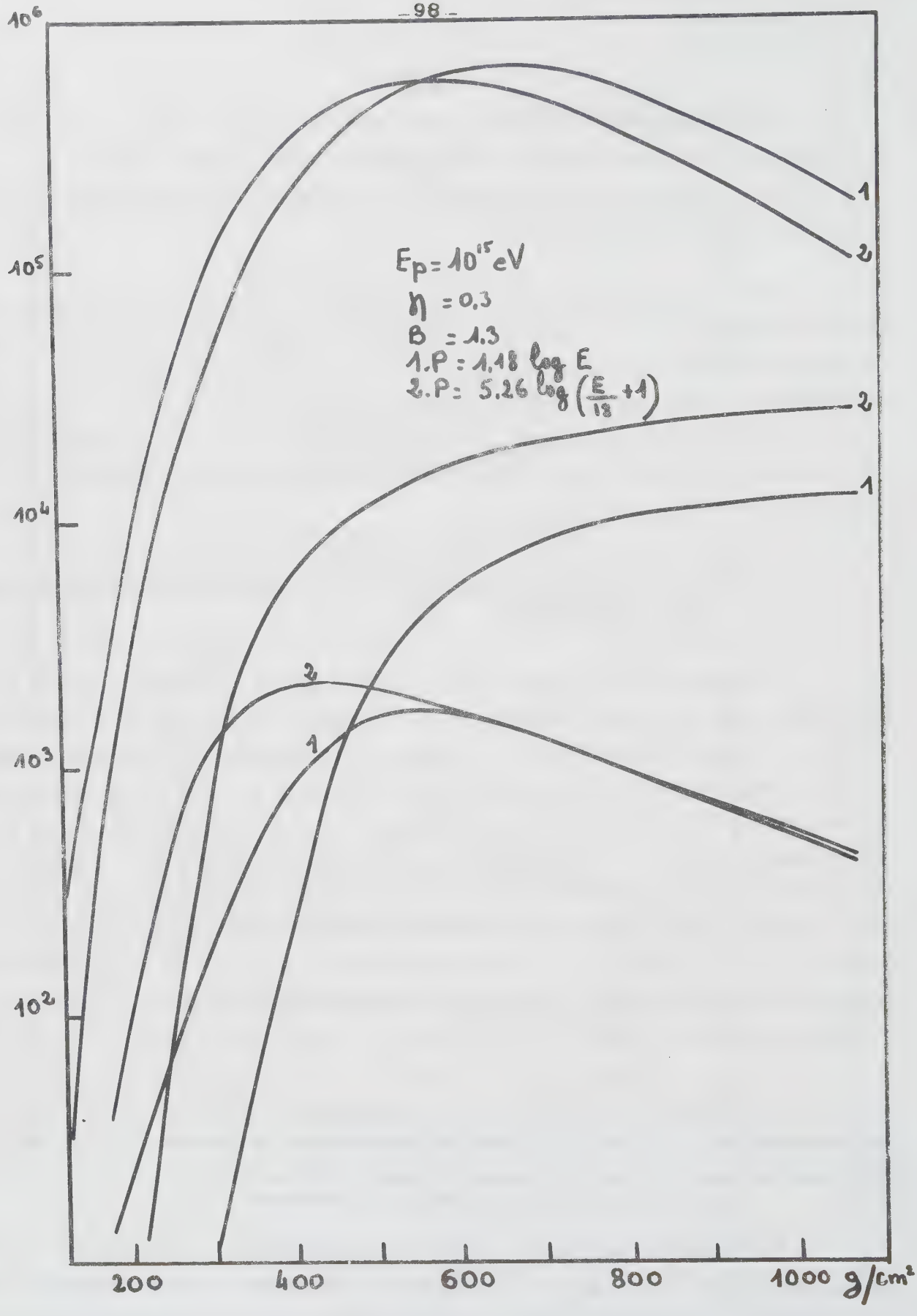

10^6
10^5
10^4
10^3
10^2
$E_p = 10^{15}$ eV
$\eta = 0.3$
$B = 1.3$
1.P : 1,18 log E
2.P : 5.26 log $\left(\frac{E}{18}+1\right)$
1
2
200
400
600
800
1000 g/cm²

Fig 28

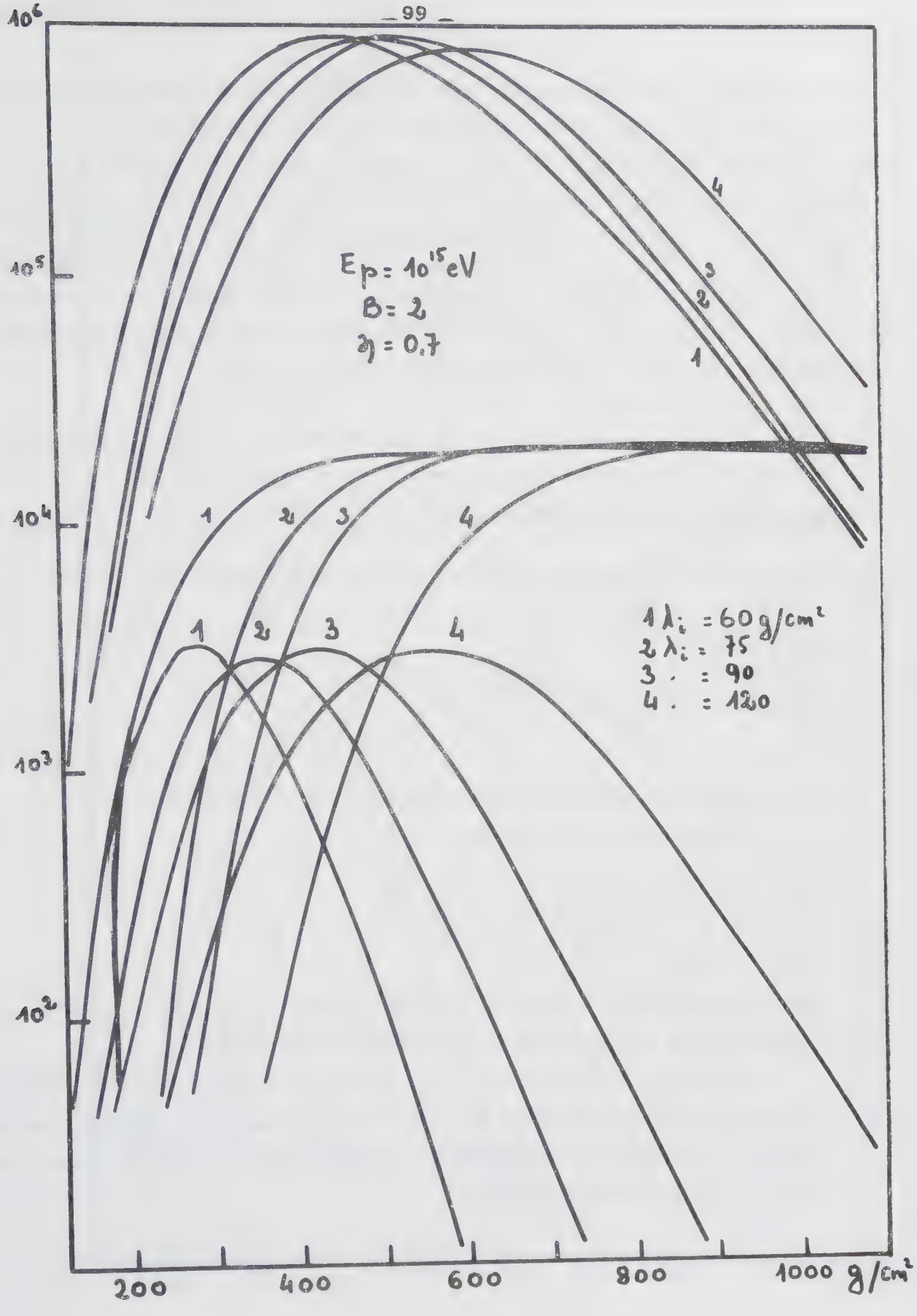

10^6
10^5
10^4
10^3
10^2
$E_p = 10^{15}$ eV
B = 2
η = 0.7
1
2
3
4
1 λ_i = 60 g/cm²
2 λ_i = 75
3 " = 90
4 " = 120
200
400
600
800
1000 g/cm²

Fig 29

grande gerbe dans l'atmosphère est donc étroitement lié à cette section efficace d'interaction nucléaire. Le développement des trois gerbes représenté sur la figure 30 pour λ_i = 60 g/cm^2, 90 g/cm^2, 120 g/cm^2, mais B = 1,3,appelle rigoureusement les mêmes remarques et nous avons vérifié cette influence systématique et originale de la section efficace (27), comme celle des autres paramètres pour des milliers de types de grandes gerbes sans aucune exception. D'autre part, certaines propriétés complémentaires de l'interaction nucléaire, comme le spectre d'énergie des particules secondaires, la loi de répartition des impulsions transverses se sont avérées sans effet sur le développement longitudinal.

Nous avons résumé dans le tableau ci-dessous l'aspect fondamental de l'influence de l'inélasticité, du paramètre de multiplicité et de la section efficace sur les trois composantes de la grande gerbe.

	N_e	N_μ	N_h	N_{max}	T_{max}	L
η	--	0	--	+	-	--
B	-	++	0	-	+	0
λ_i	++	0	++	-	++	0

Ce tableau se lit comme suit :

N_e nombre d'électrons au niveau de la mer

N_μ nombre de muons au niveau de la mer

N_h nombre d'hadrons au niveau de la mer

N_{max} nombre d'électrons au maximum de développement.

T_{max} altitude de ce maximum pour la composante électronique

L caractérise l'absorption de la composante électronique au niveau de la me

-- signifie que la propriété de la grande gerbe considérée décroît très fortement lorsque le paramètre correspondant croît:N_e décroît fortement quand η augmente (ou $\frac{\partial N_e}{\partial \eta}$ est fortement négative).

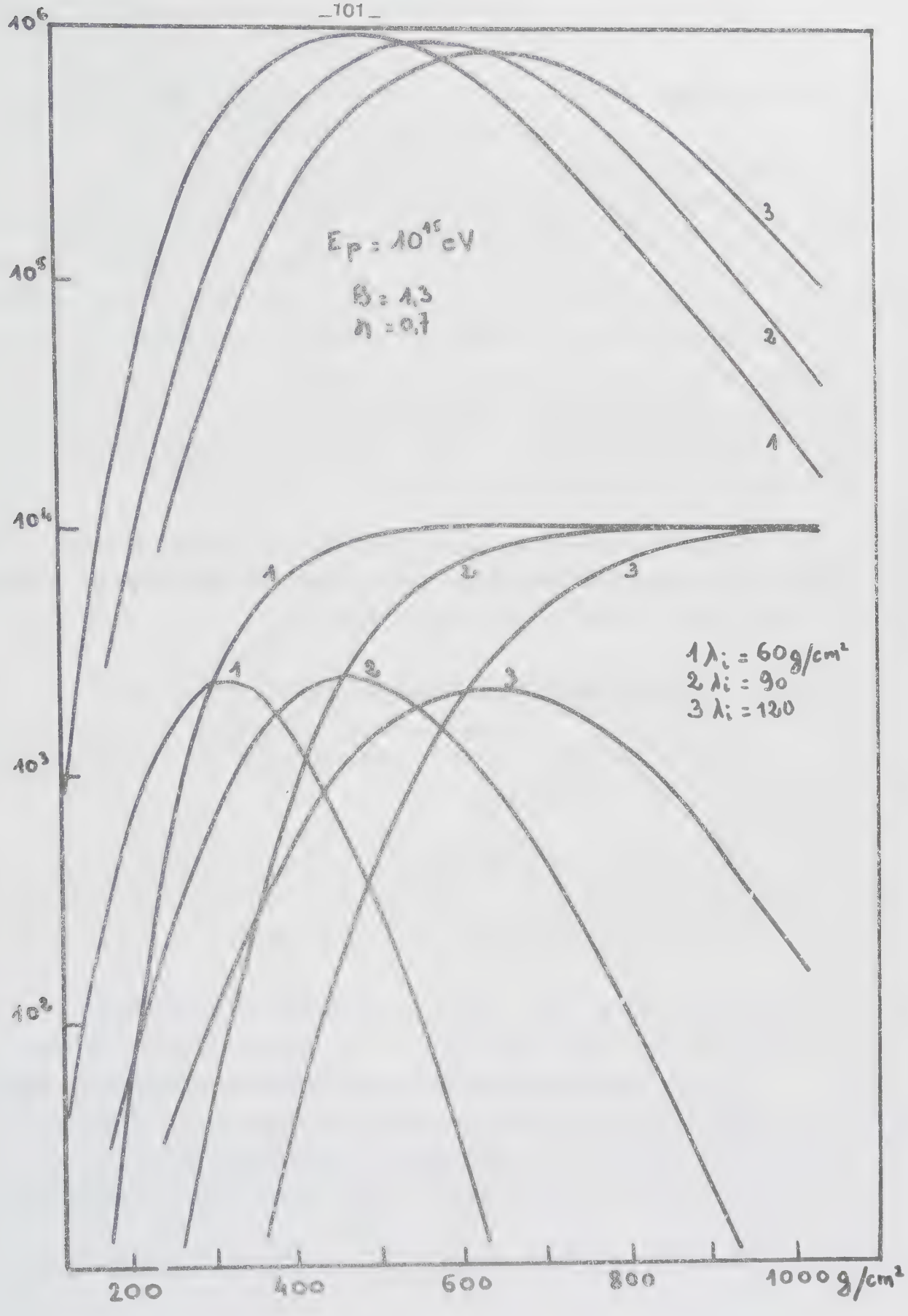

10^6
10^5
10^4
10^3
10^2
$E_p = 10^{15}$ eV
B = 1,3
η = 0,1
1
2
3
1 λ_i = 60 g/cm²
2 λ_i = 90
3 λ_i = 120
200
400
600
800
1000 g/cm²

Fig 30

De même :

++ est l'indice d'une forte croissance.
+ et - respectivement croissance et décroissance.
0 influence nulle ou quasi-nulle.

L'examen de ce tableau montre qu'il existe une infinité de types d'interactions qui permettent d'obtenir une gerbe de taille donnée : N_e peut rester constant lorsque η et λ_i varient en sens contraire et, seule, une étude simultanée des trois composantes peut donner quelques chances de déterminer l'interaction nucléaire. Cette étude devra porter en premier sur les propriétés qui dépendent d'un seul paramètre (par exemple N_μ qui ne dépend que de B).

Sans connaître cette interaction, il est possible de décrire l'évolution du comportement des grandes gerbes lorsque l'énergie primaire augmente, ainsi que nous l'avons précisé au début de ce chapitre.

I-4- L'influence de l'énergie primaire.

Les lois générales suivantes ont été tirées des calculs pour 10^{13} eV $< E_p < 10^{21}$ eV

$$N_e = K_1 E_p^{1,16 \pm 0,05} \quad (1)$$

$$N_\mu = K_2 E_p^{0,89 \pm 0,02} \quad (2)$$

$$N_h = K_3 E_p^{0,97 \pm 0,03} \quad (3)$$

Il est important de préciser qu'à l'intérieur des limites indiquées les exposants des trois lois de puissance sont indépendants du choix du type de l'interaction nucléaire. Au contraire, les coefficients K_1, K_2, K_3 ont une valeur distincte pour chaque combinaison (B, η, λ_i) choisie K_1 varie considérablement

ainsi que K_3, avec l'inélasticité et la section efficace. Il dépend aussi du choix de B. Seul K_3 dépend exclusivement du paramètre B.

Une relation de simple proportionnalité lie, quel que soit encore le type de l'interaction nucléaire, le nombre de particules au maximum de développement N_{max} à l'énergie primaire E_p.

$$E_p = K \, N_{max} \qquad 10^{13} \text{ eV} < E_p < 10^{21} \text{ eV}$$

Le coefficient K prend une nouvelle valeur pour chaque combinaison (B, η, λ_i). Nous donnons ci-dessous, à titre d'exemple, quelques valeurs particulières de K (η, λ_i, B) :

$K\ (0{,}3;\ 75;\ 1{,}3) = 1{,}55.10^9$ $\qquad$ $K\ (0{,}3;\ 90;\ 1{,}3) = 1{,}64.10^9$

$K\ (0{,}3;\ 90;\ 3) = 1{,}72.10^9$ $\qquad$ $K\ (0{,}5;\ 90;\ 1{,}3) = 1{,}26.10^9$

$K\ (0{,}3;\ 120{,}3) = 2{,}04.10^9$

L'altitude à laquelle la grande gerbe atteint son maximum décroît régulièrement lorsque l'énergie primaire augmente :

$$T_{max} = A \text{ Log } E_p + T_o \qquad 10^{13} \text{ eV} < E_p < 10^{21} \text{ eV}$$

A est de l'ordre de 60 g/cm^2 (E_p en GeV)
pour toutes les combinaisons des paramètres. T_o dépend essentiellement de λ_i (si λ_i passe de 90 à 120 g/cm^2, il augmente de 80 g/cm^2).

La longueur d'absorption L $(\eta\ ;\ B\ ;\ \lambda_i)$ s'acroît régulièrement lorsque E_p augmente, comme il apparaît sur le tableau suivant pour deux combinaisons prises au hasard. (L est exprimé en g/cm^2)

E_p	10^{13}eV	10^{14}eV	10^{15}eV	10^{16}eV	10^{17}eV	10^{18}eV	10^{19}eV	10^{20}eV	10^{21}eV
L(0,3; 3; 90)	204	213	239	248	261	291	341	435	504
L(0,5;1,3;90)	102	109	115	139	159	178	209	256	313

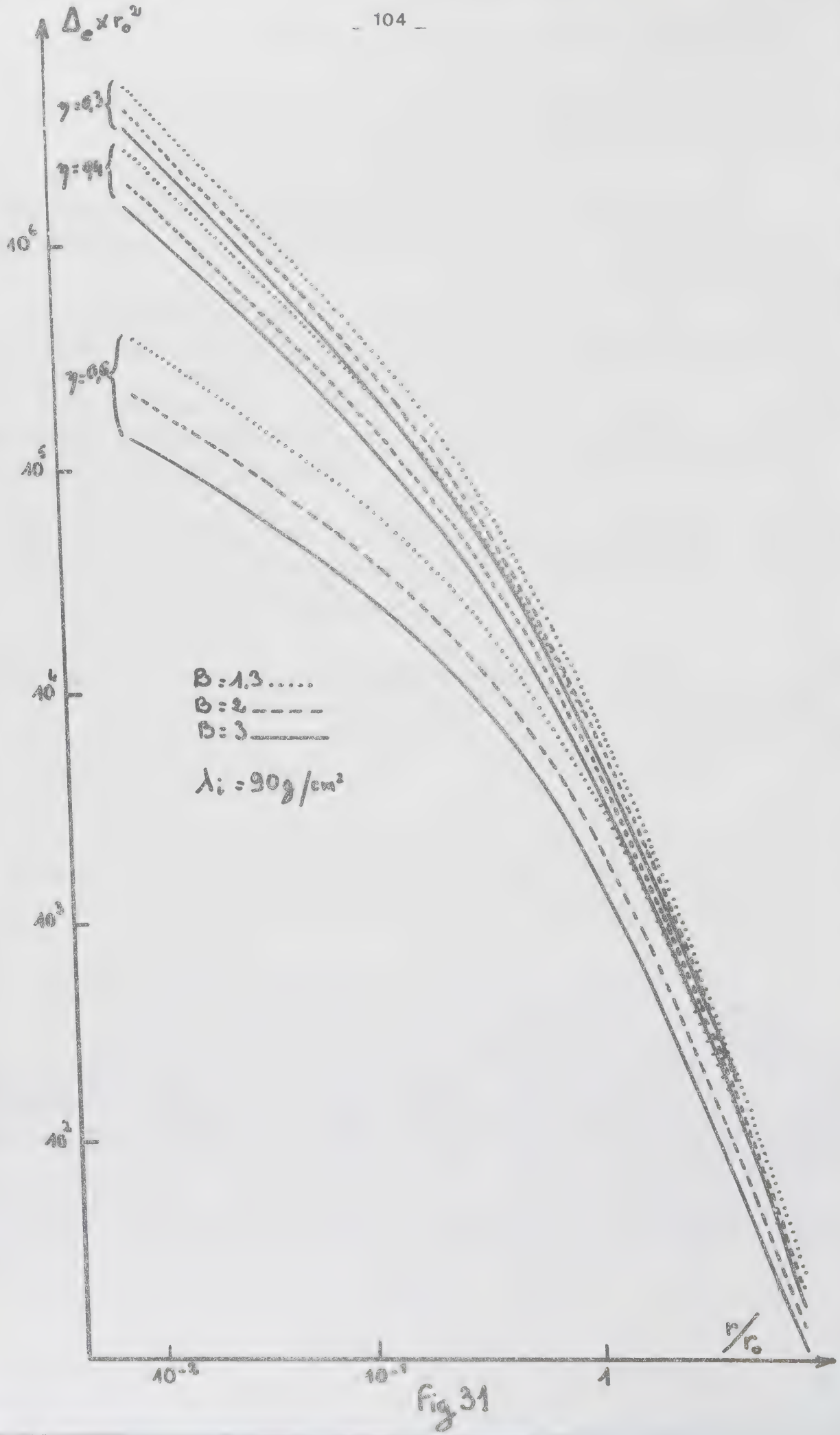

$\Delta_e \times r_0^2$
γ=0,3
γ=0,4
γ=0,6
10^6
10^5
10^4
10^3
10^2
B: 1,3 .....
B: 2 _ _ _ _
B: 3 _____
λ_i = 90 g/cm²
10^{-2}
10^{-1}
1
r/r₀

Fig 31

II - LE DEVELOPPEMENT LATERAL DES GRANDES GERBES DE L'AIR

Il est, évidemment, impossible pour l'expérimentateur d'enregistrer le développement longitudinal d'une même grande gerbe, simultanément, à plusieurs altitudes : l'étude qui vient d'être faite présente un caractère fondamental et révélateur, en ce qui concerne la détermination de la physionomie d'une grande gerbe par la nature de l'interaction nucléaire, et, si elle explique d'une manière satisfaisante le développement longitudinal, elle n'en demeure pas moins trop théorique pour qu'une confrontation directe avec les résultats expérimentaux puisse être fructueuse. Cette étude servira donc pour guider des analyses plus approfondies orientées tout naturellement vers l'extension latérale des particules dans un même plan qui possède l'avantage de pouvoir être restituée intégralement par des mesures de densités de particules.

II-1- La distribution latérale électronique :

Notre méthode de simulation nous a permis à volonté de calculer, en fonction de la distance r (ou r/r_o) à l'axe, la densité des électrons dans tout plan coupant la grande gerbe à une altitude préalablement choisie, pour des énergies primaires comprises entre 10^{13} eV et 10^{21} eV.

Pour tous les types d'interaction les distributions sont caractérisées pour des distances de l'axe r > 200 m par des lois de décroissance : $\Delta_e = K\ r^{-\alpha}$.

L'exposant α augmente lentement avec l'énergie primaire, α est de l'ordre de 3 pour $E_p = 10^{16}$ GeV. Près de l'axe la densité décroît plus lentement et d'autant plus que l'altitude est faible.

Sur la figure 31 sont représentées au niveau de la mer les distributions latérales électroniques de neuf grandes gerbes, engendrées par un proton primaire de 10^{15} eV pour un libre parcours moyen de 90 g/cm^2 et pour neuf combinaisons de B (qui prend trois valeurs entre 1,3 et 3) et η (qui prend trois valeurs entre 0,3 et 0,7). L'examen de distributions semblables pour d'autres énergies et d'autres libres parcours moyens (Fig. 32 : λ_i = 105 g/cm^2), révèle une influence

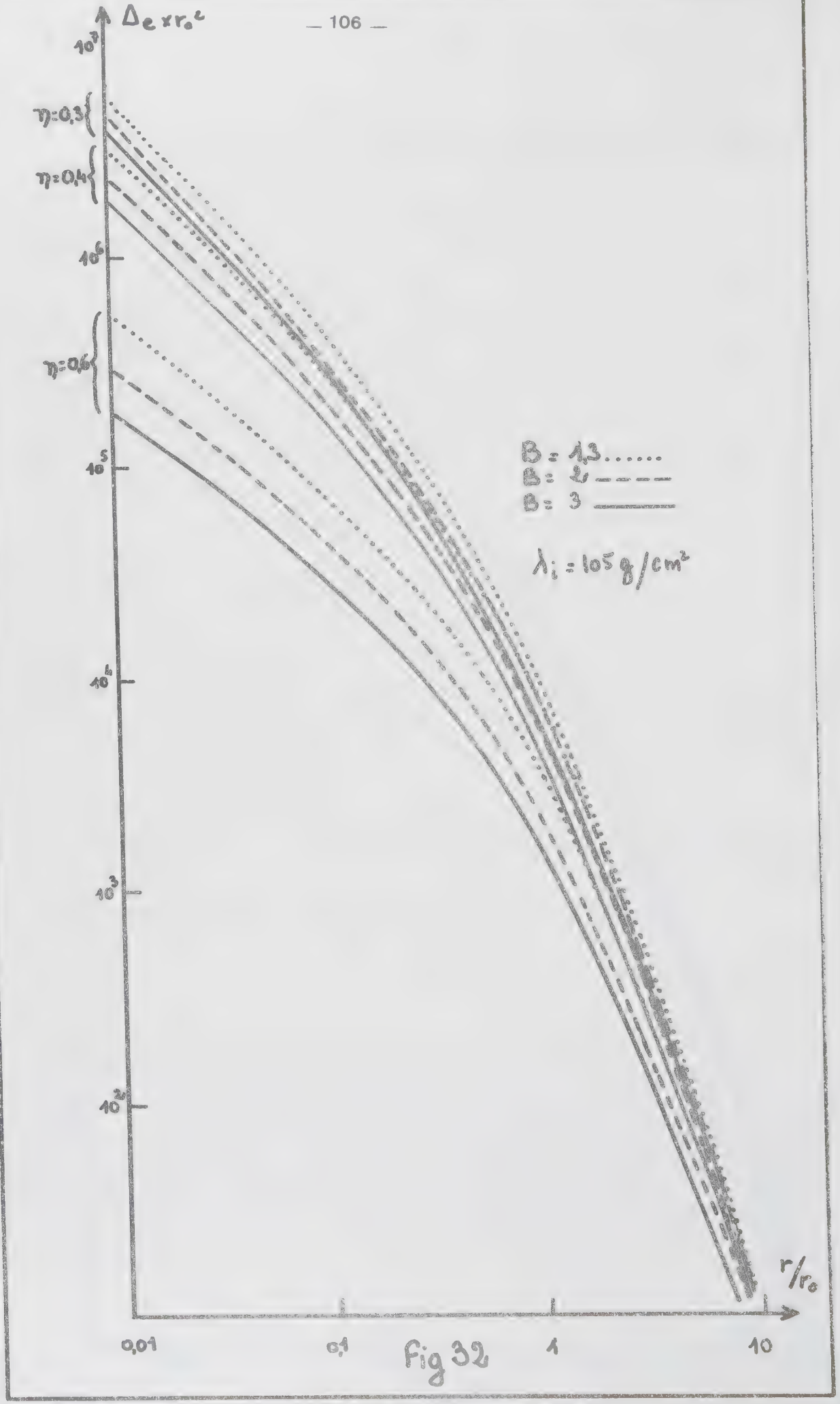

$\Delta_e \times r_o^2$
10^7
$\eta = 0{,}3$
$\eta = 0{,}4$
10^6
$\eta = 0{,}6$
10^5
10^4
10^3
10^2
B = 1,3 .....
B = 2 – – – –
B = 3 ———
$\lambda_i = 105\ g/cm^2$
r/r_o
0,01
0,1
1
10

Fig 32

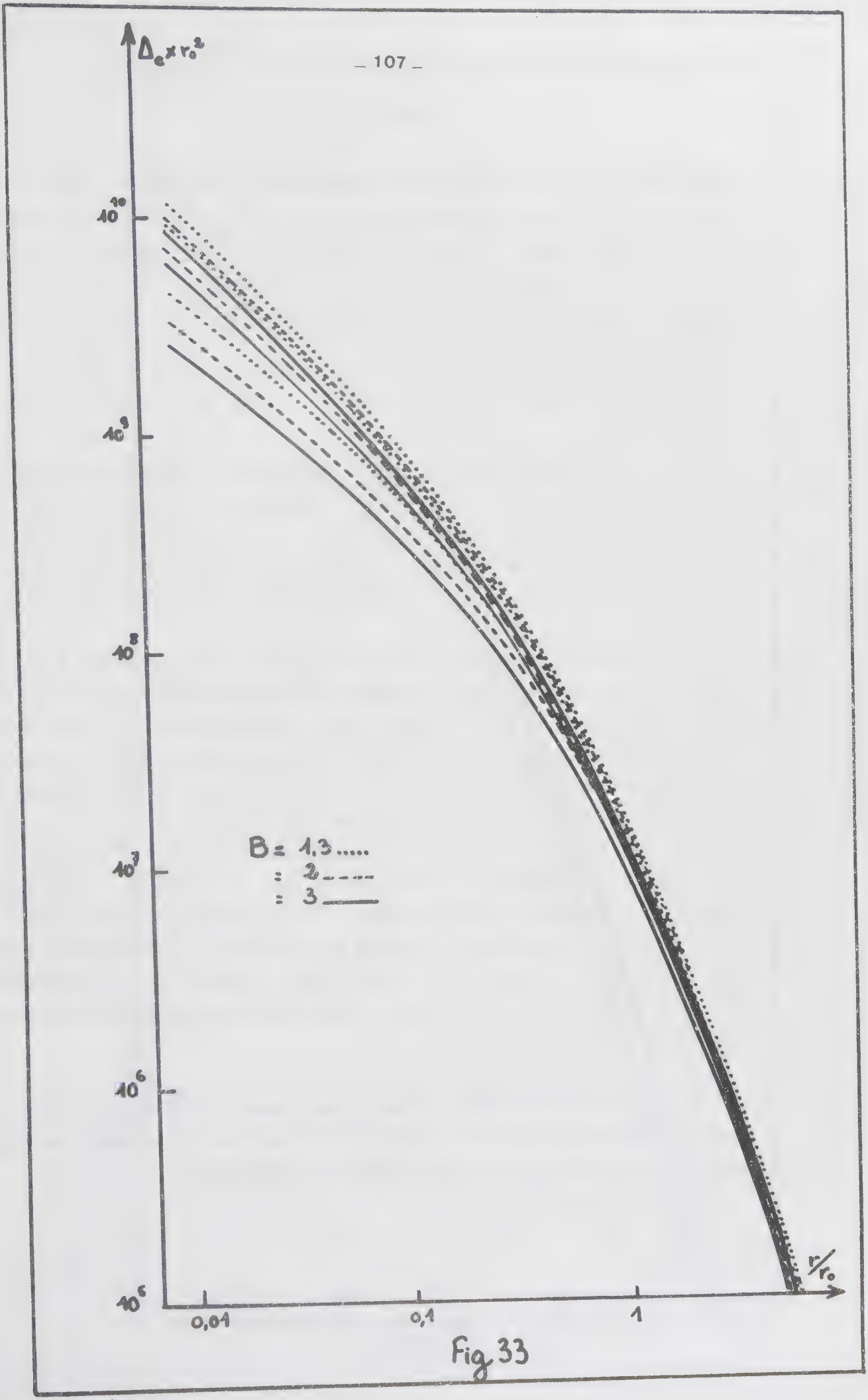


Fig 33

prépondérante et systématique de l'inélasticité (28) sur la partie de la distribution qui est la plus proche de l'axe ($r < 50$ m). La densité électronique augmente considérablement lorsque l'inélasticité de l'interaction nucléaire diminue (29). Lorsque η passe de 60 % à 30 % pour une gerbe de 10^{15} eV, la densité des électrons est multipliée par 15. Le paramètre B agit peu, d'autant moins que η diminue et l'influence reste prépondérante en outre qu'elle que soit la loi de multiplicité. Nous l'avons vérifié, en particulier, pour les lois : $M = 1{,}18 \text{Log} E$, $M = 5{,}26 \text{ Log } (E_o/18 + 1)$, $M = 4{,}2 \text{ Log } (E_o - 0{,}3)$, $M = B\, E_o^{1/2}$, etc ....

Des distributions latérales obtenues dans les mêmes conditions que celles de la figure 31, mais pour $E_p = 10^{18}$ eV, montrent (figure 33) que l'influence de l'inélasticité reste la plus importante (A 2 m de l'axe Δ_e est multipliée par 3 lorsque η passe de 60 % à 30 %), mais qu'elle diminue si l'altitude choisie pour examiner la gerbe se rapproche de l'altitude du maximum de développement.

Toujours au niveau de la mer, la pente de la tangente à la distribution près de l'axe diminue quand η augmente et dépend exclusivement de η. Entre les deux courbes extrêmes de la figure 34 sont comprises les neuf distributions de la figure 31, obtenues à 5200 mètres d'altitude (Chacaltaya). Toutes les courbes ont un aspect uniforme et il n'est pas possible de mettre en évidence l'effet particulier d'un des paramètres. Des calculs effectués à des altitudes intermédiaires dévoilent une augmentation progressive du rôle de l'inélasticité à mesure que la gerbe se rapproche du niveau de la mer. Cet effet de l'inélasticité est amplifié par le nombre d'interactions, l'effet du libre parcours moyen pouvant être identifié à une simple variation de ce nombre d'interactions. Entre les distributions de la figure 31 et celles de la figure 34, sont représentées dans les mêmes conditions, sur la figure 35, les distributions obtenues à 2800 mètres d'altitude (Pic du Midi).

Nous avons vérifié, d'autre part, que la distribution latérale électronique ne dépend ni du spectre d'énergie des hadrons créés dans les interactions, ni de la distribution de leurs impulsions transverses.

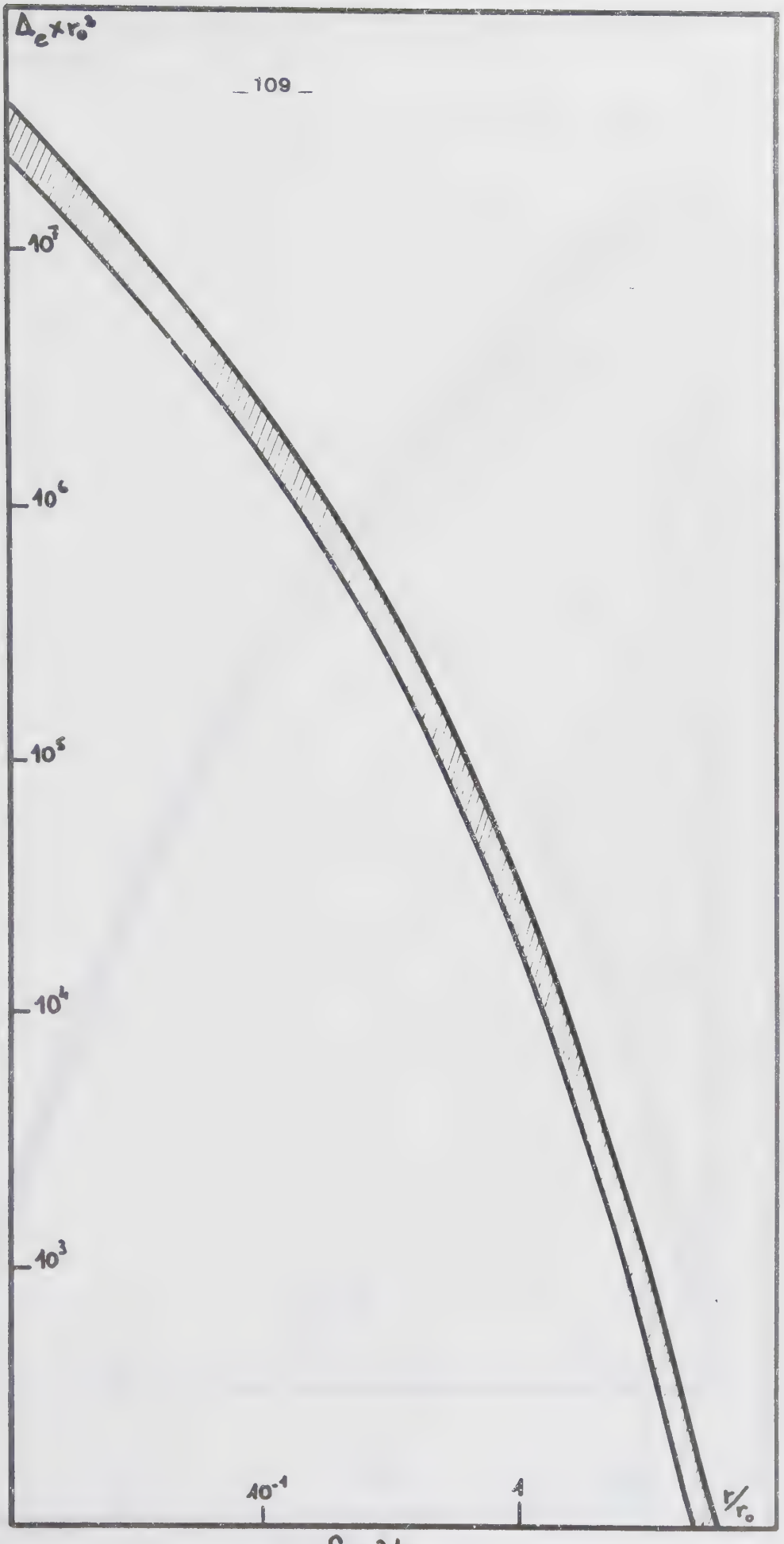


Fig 34

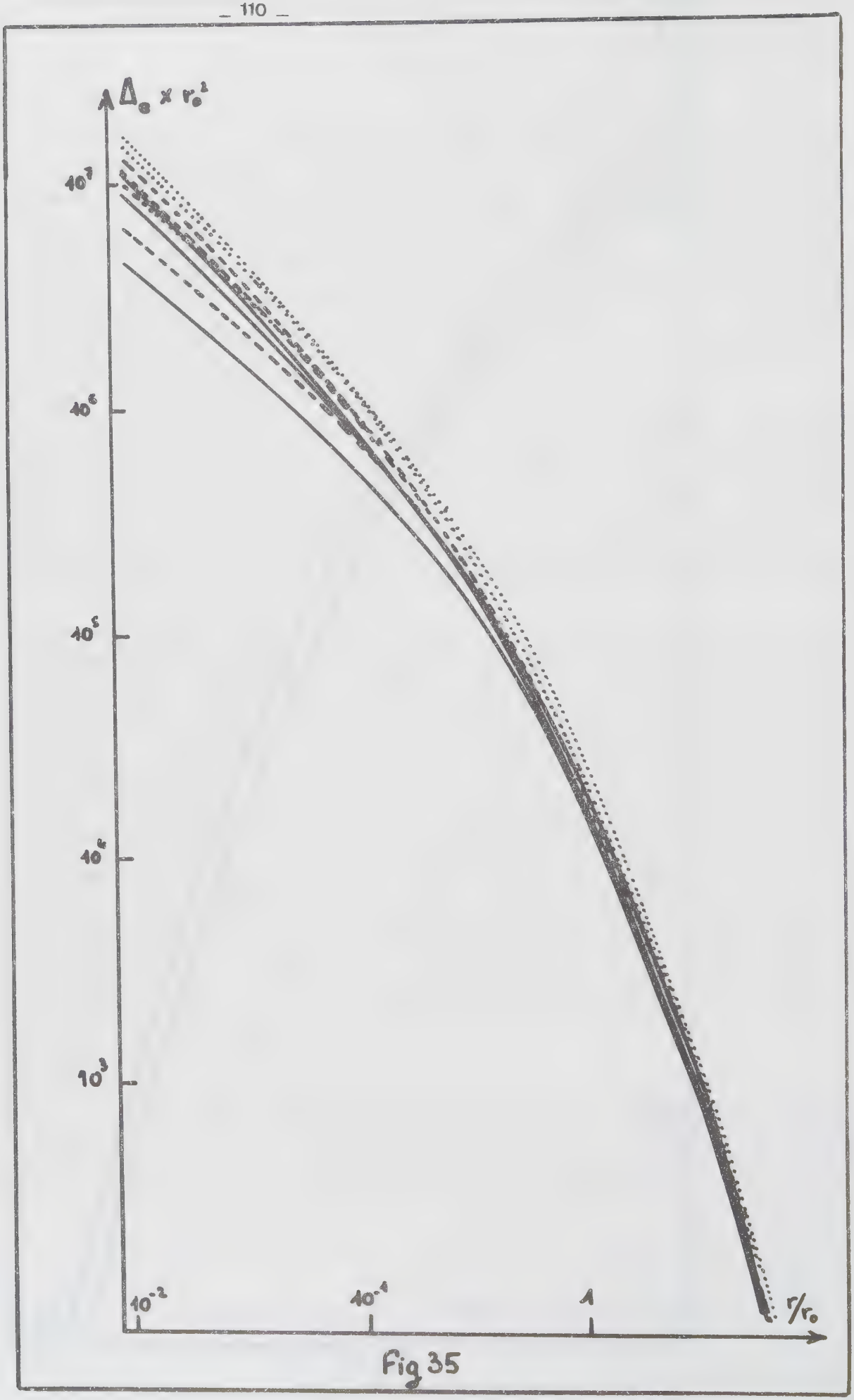


Fig 35

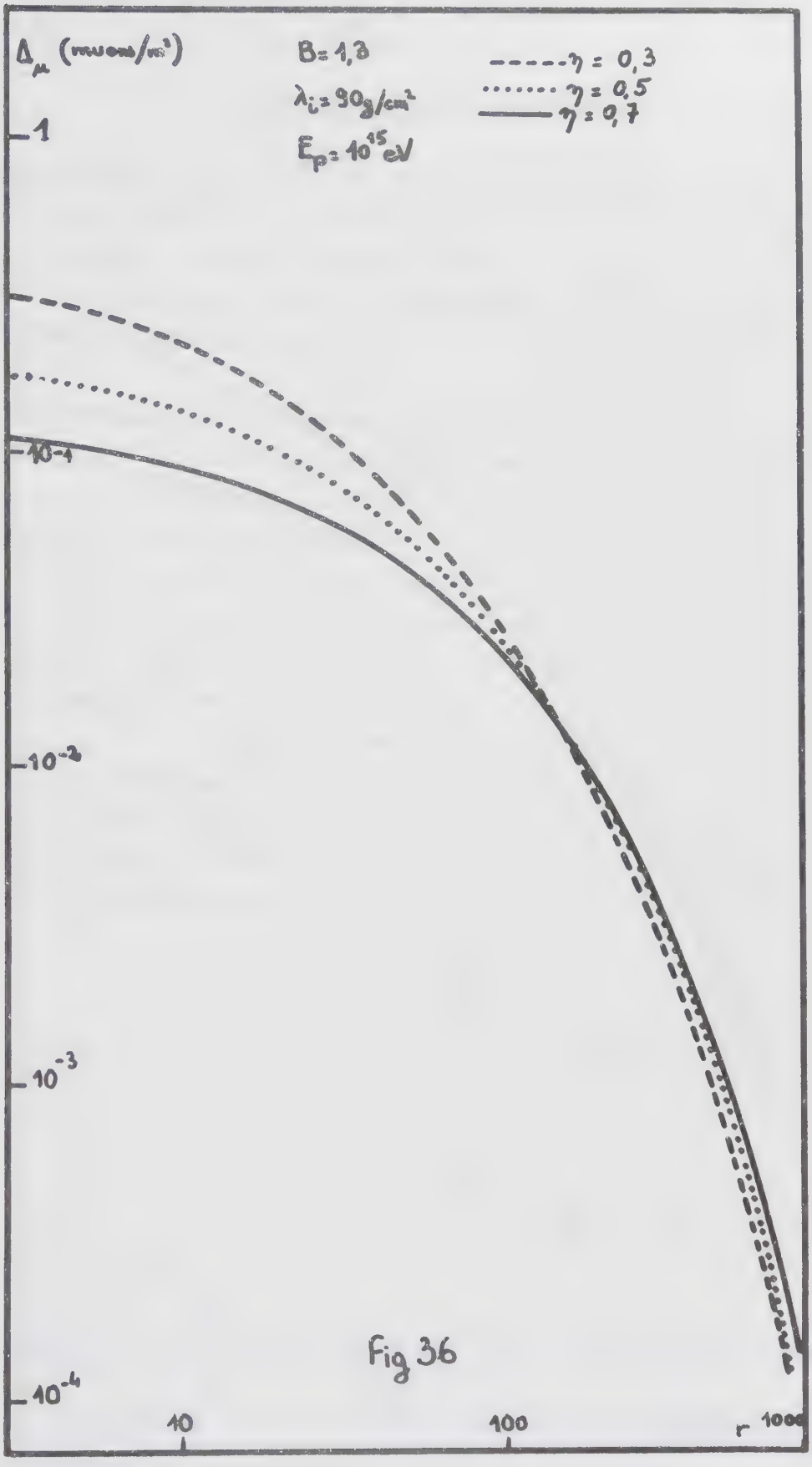

Δ_μ (muons/m²)
B = 1,3
λ_i = 90 g/cm²
$E_p = 10^{15}$ eV
----- η = 0,3
····· η = 0,5
——— η = 0,7
1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
10
100
r
1000

Fig 36

I-2- La distribution latérale des muons.

Moins riche en particules près de l'axe que la composante électronique, la composante muonique au niveau de la mer est caractérisée dans son extension latérale par une densité qui décroît lentement lorsque r augmente. Dans le cas d'une interaction fortement inélastique, la densité des muons est plus faible près de l'axe r < 50 m, ainsi que la pente de la tangente à la distribution.

A grande distance de l'axe, l'inélasticité ne produit aucun effet sur la distribution latérale des muons. Pour une gerbe de 10^{15} eV (B = 1,3, λ_i=90g/cm^2) $\Delta\mu$ est triplée (fig 36) à 5 mètres de l'axe, lorsque η passe de 70 % à 30 %. La même influence de η se manifeste pour des distributions obtenues dans les mêmes conditions que celles de la figure 36, mais pour B = 2 et B = 3 (figure 37 et Figure 38) La comparaison des figures 36, 37 et 38 pour une même valeur de η révèle un effet très important du paramètre B sur la distribution des muons loin de l'axe (r>100m). Cette influence du paramètre B reste prépondérante quels que soient le libre parcours moyen et l'énergie primaire (figure 39 : $E_p = 10^{17}$ eV, λ_i = 105 g/cm^2). A 300 mètres de l'axe, au niveau de la mer, $\Delta\mu$ est multipliée par 90, lorsque B augmente de 1,3 à 3. La distribution latérale des muons reste la même quel que soit le spectre d'énergie des pions secondaires émis au cours de l'interaction, mais elle dépend de la loi de distribution de leurs impulsions transverses. Les deux courbes de la figure 40 correspondent aux lois :

$$N(P_t)\, dp_t = \frac{P_t}{P_o^2}\, e^{-\left(\frac{P_t^2}{P_o^2}\right)} dP_t$$

et

$$N(P_t)\, dp_t = \frac{P_t}{P_o^2}\, e^{-\left(\frac{P_t}{P_o}\right)} dp_t$$

où l'impulsion transverse a pour valeur moyenne $\langle p_t \rangle \simeq 2\, p_o = 0{,}4$ GeV/c

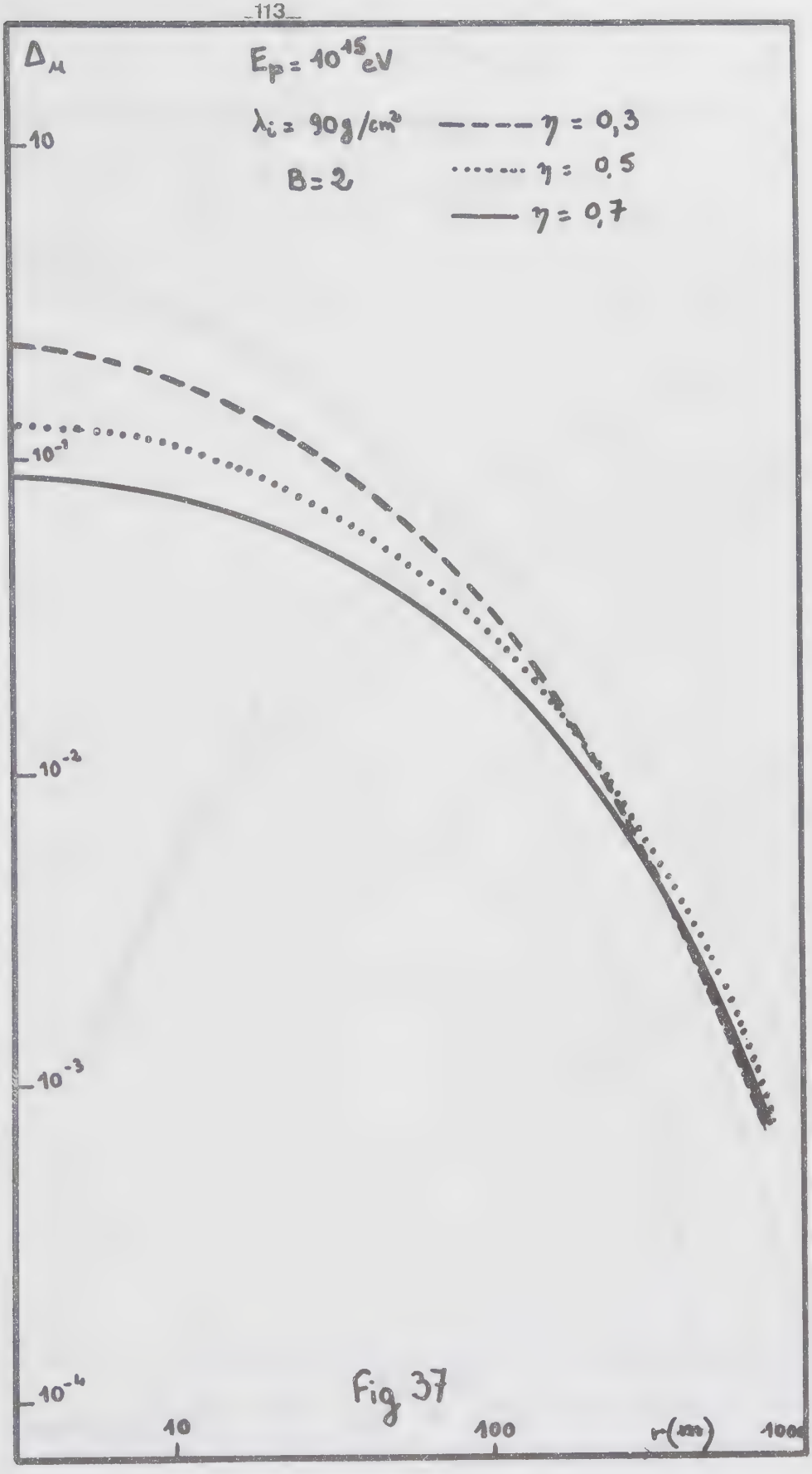

Δ_μ
$E_p = 10^{15}$ eV
$\lambda_i = 90 g/cm^2$
B = 2
$\eta = 0,3$
$\eta = 0,5$
$\eta = 0,7$
10
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
10
100
r(m)
1000

Fig 37

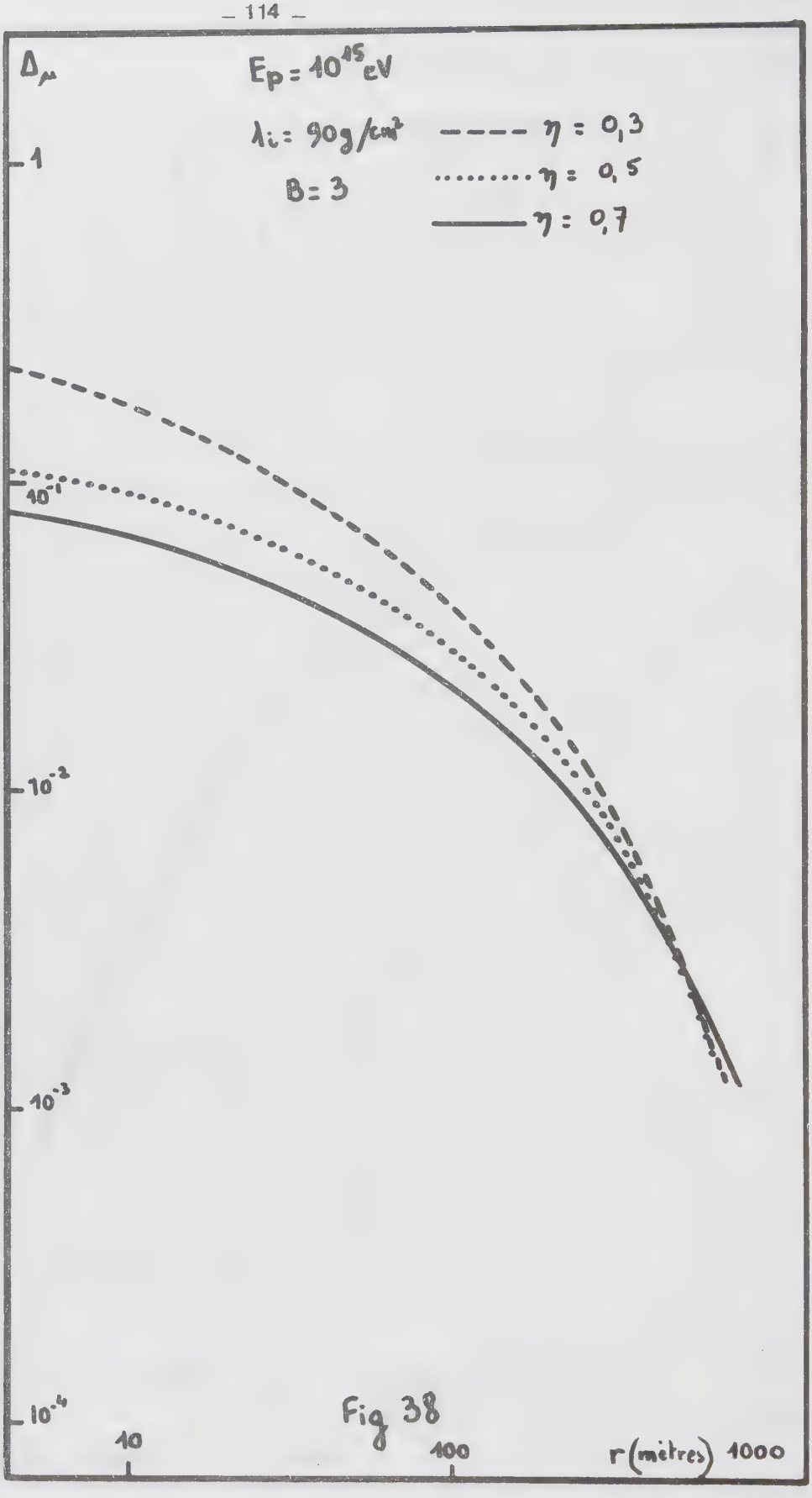

Δ_μ
$E_p = 10^{15}$ eV
λ_i = 90 g/cm²
B = 3
---- η = 0,3
..... η = 0,5
——— η = 0,7
1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
10
100
r (mètres) 1000

Fig 38

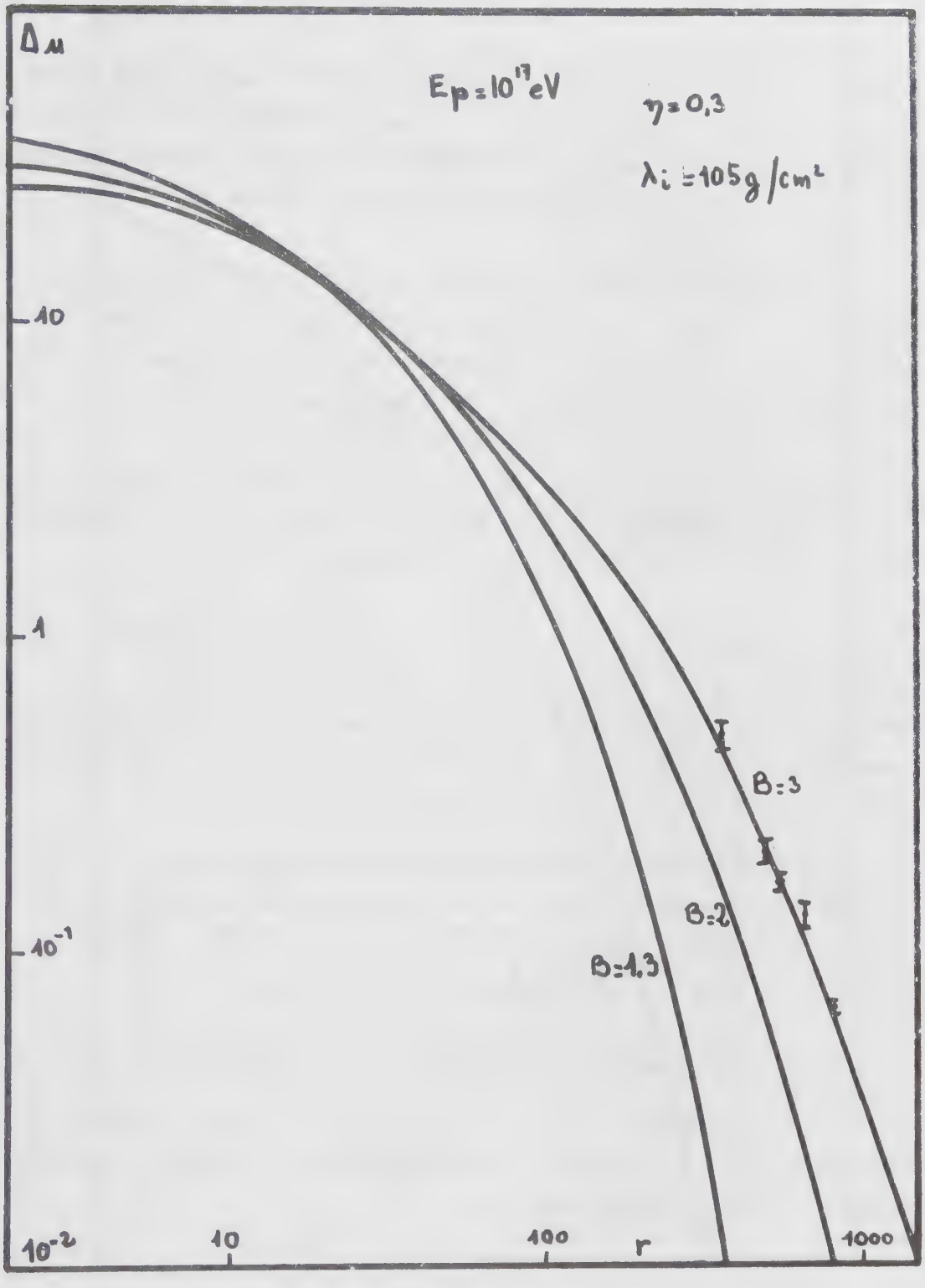


Fig 39 et 45 (avec les points expérimentaux)

La densité des muons augmente légèrement, près de l'axe, lorsque la section efficace d'interaction diminue. Dans les mêmes conditions, elle diminue dans de faibles proportions, loin de l'axe, mais l'action de ce dernier paramètre ne prend jamais l'avantage sur celle du paramètre de multiplicité.

Nous avons également examiné les distributions latérales muoniques calculées au niveau du Pic du Midi (720 g/cm^2) et de Chacaltaya (540 g/cm^2) et nous avons constaté encore une influence du paramètre de multiplicité amplifiée considérablement avec l'altitude. Pour des gerbes de 10^{16} GeV, à 2 m de l'axe, la densité est doublée quand η diminue de 60 % à 40 % . Au niveau du Pic du Midi, $\Delta\mu$ est multipliée par 60 à 300 mètres de l'axe lorsque B augmente de 1,3 à 3. Dans les mêmes conditions à 5200 mètres d'altitude, $\Delta\mu$ est multipliée par 250 pour r = 150 m, et par 3000 pour r = 250 mètres !

La comparaison (figure 41) des distributions obtenues pour la même grande gerbe ($E_p = 10^{16}$ GeV, B = 3, η = 40 %, λ_i = 90 g/cm^2) montre que les muons s'écartent régulièrement de l'axe à mesure que la cascade s'enfonce dans l'atmosphère. Le nombre total des muons et des électrons aux trois niveaux considérés est donné dans le tableau ci-dessous :

t	N_e	N_μ
540 g/cm^2	$6{,}66.10^6$	$1{,}65.10^5$
720 g/cm^2	$5{,}42.10^6$	$2{,}24.10^5$
990 g/cm^2	$1{,}55.10^6$	$2{,}59.10^5$

La croissance de $N_\mu = 2\pi \int_0^\infty \Delta_\mu(r)\, r\, dr$ avec t comparée à l'aspect des trois fonctions $\Delta_\mu(r)$ révèle en effet la présence des muons à grande distance de l'axe (r > 3 km) au niveau de la mer.

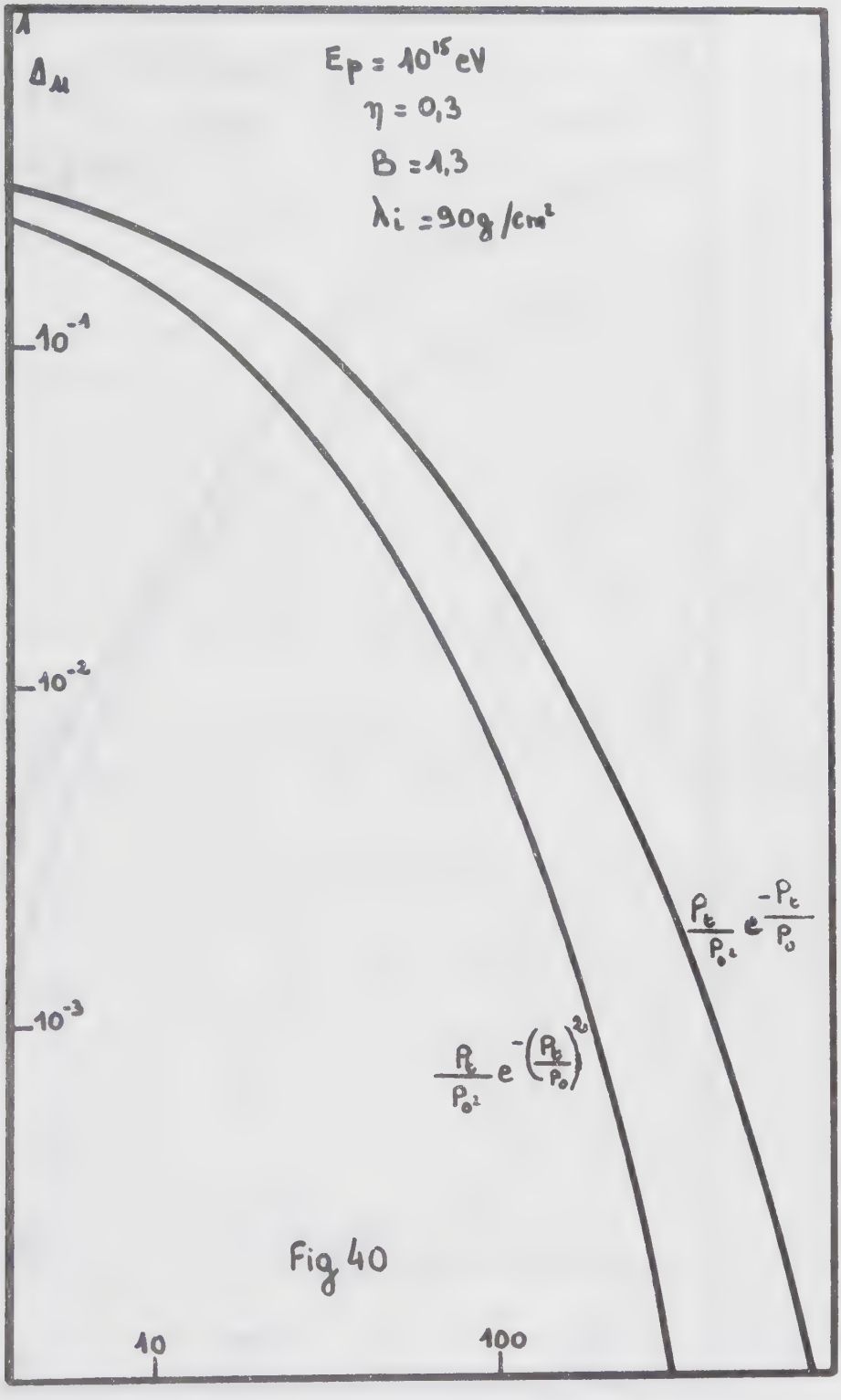

λ
Δ_M
E_p = 10^15 eV
η = 0,3
B = 1,3
λ_i = 90 g/cm²
10^-1
10^-2
10^-3
(P_t/P_0²) e^(-P_t/P_0)
(P_t/P_0²) e^-(P_t/P_0)^2
10
100

Fig 40

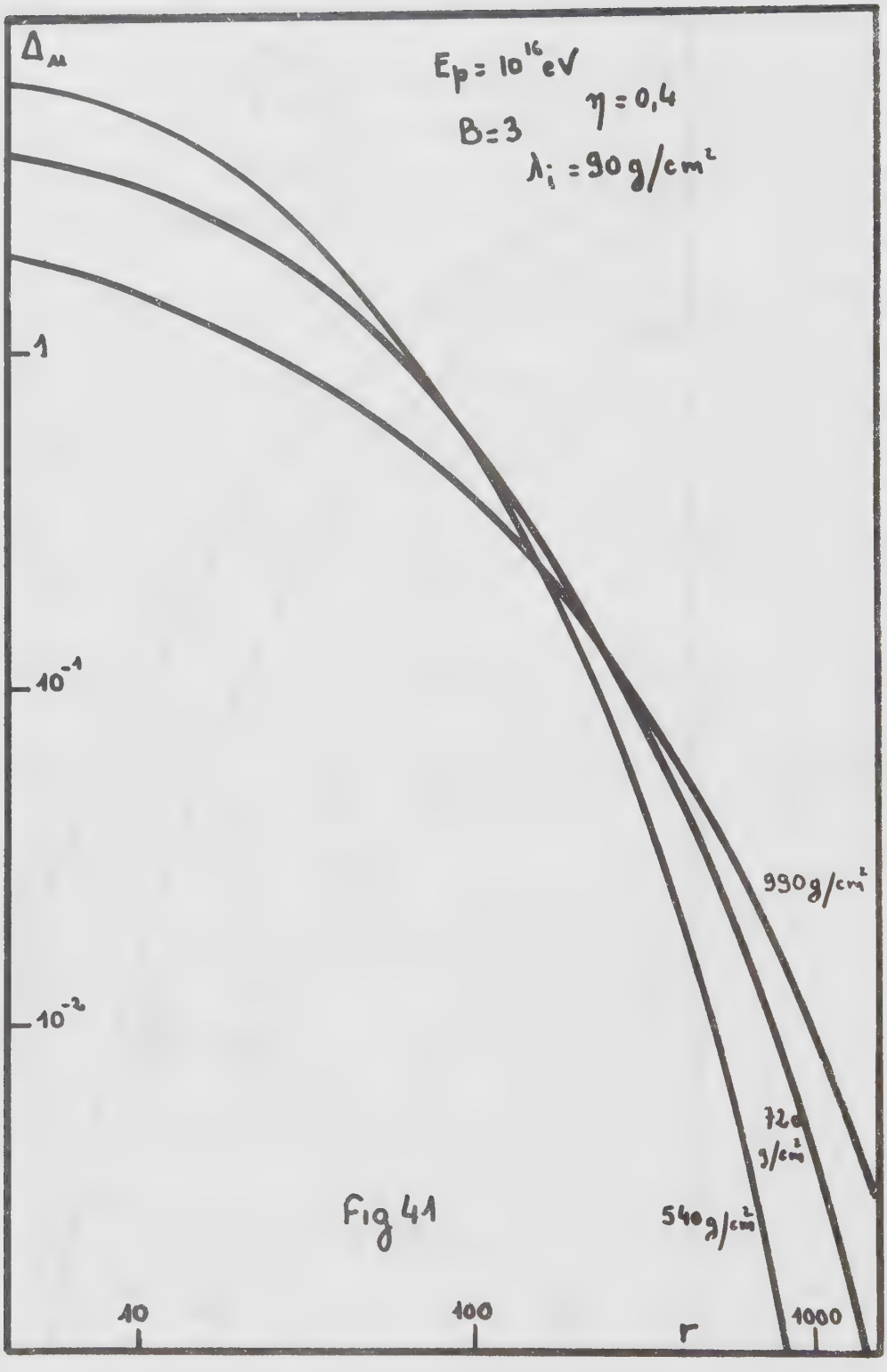

Δ_M
$E_p = 10^{16}$ eV
$\eta = 0,4$
B=3
$\lambda_i = 90$ g/cm²
1
10^{-1}
10^{-2}
990 g/cm²
720 g/cm²
540 g/cm²
40
100
r
1000

Fig 41

II-3- La distribution latérale hadronique

Les hadrons sont fortement concentrés près de l'axe et ils matérialisent le "coeur" de la grande gerbe. Leur densité Δ_h, plus élevée que celle des muons pour de faibles valeurs de r, décroît ensuite beaucoup plus vite dès que r dépasse 10 mètres. En altitude, les distributions sont caractérisées par des densités plus fortes près du "coeur" et des décroissances encore plus rapides. La densité Δ_h est peu sensible à une variation de la loi de multiplicité ou de la section efficace, mais elle est étroitement liée à l'inélasticité de l'interaction nucléaire. Ainsi qu'il avait été constaté dans l'étude du développement longitudinal de la composante hadronique, un type d'interaction fortement inélastique engendre encore une annihilation quasi totale de la distribution latérale des hadrons. Trois distributions sont représentées sur la figure 42 pour une même grande gerbe engendrée par un proton de 10^{16} eV et pour trois inélasticités η = 30 %, 40 % et 60 % avec B = 3 et λ_i = 90 g/cm^2. Δ_h pour r = 1 m est multipliée par 200 lorsque η diminue de 60 % à 30 % .

L'influence systématique des divers paramètres de l'interaction nucléaire sur le développement latéral est résumée, comme pour le développement longitudinal, dans le tableau suivant :

	Δ_e (r<10 m) niveau de la mer	Δ_μ (r<10 m) niveau de la mer	Δ_μ (r>100 m) niveau de la mer	Δ_μ (r>50 m) haute altitude (5 000 mètres)	Δ_h (r<10 m) niveau de la mer
η	--	--	0	0	--
B	-	0	++	++	+
λ_i	+	+	0	0	+
P_t	0	+	+	+	+

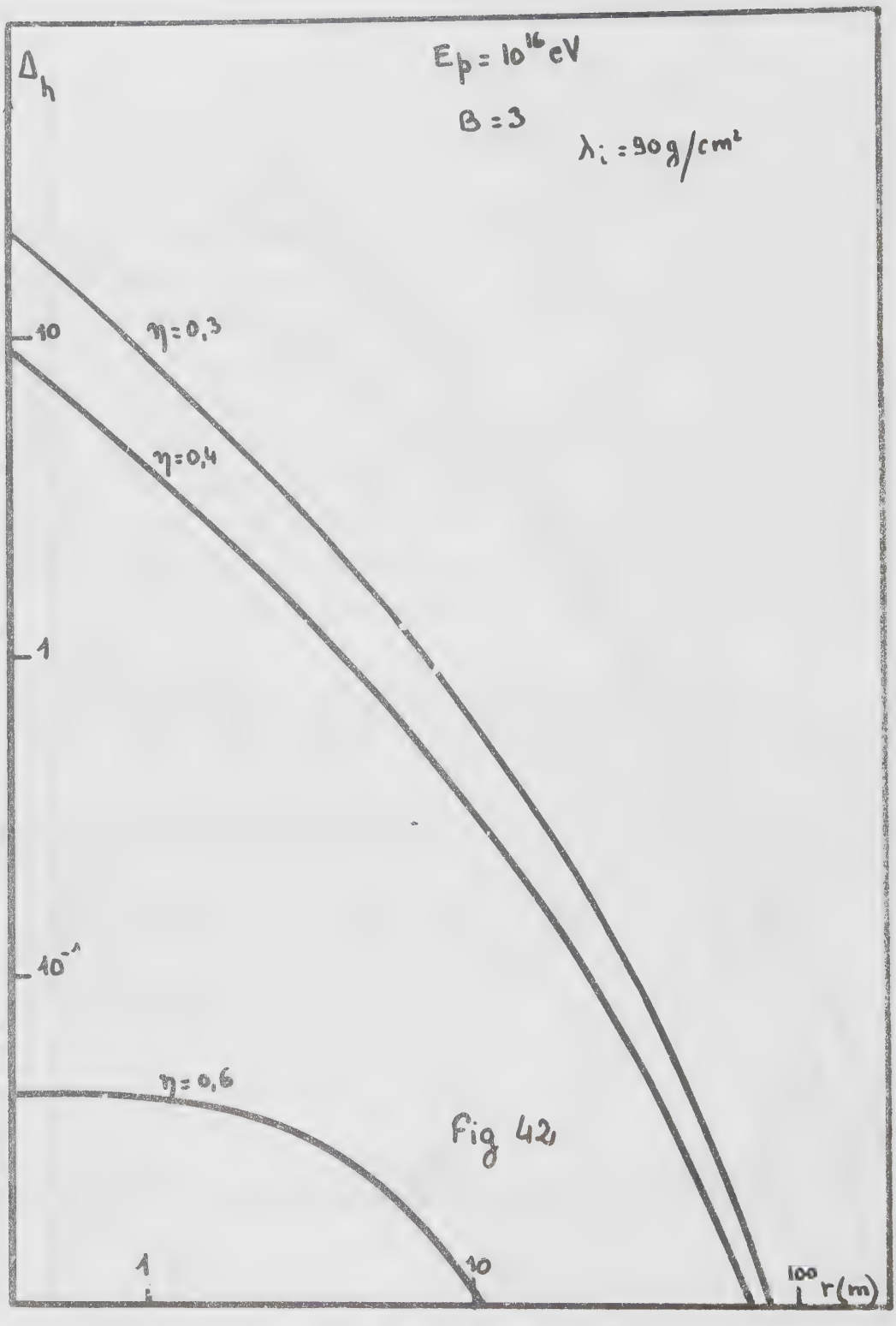

Δ_h
$E_p = 10^{16}$ eV
B = 3
λ_i = 90 g/cm²
10
η = 0,3
η = 0,4
1
10^{-1}
η = 0,6
1
10
100
r(m)

Fig 42

III - CONFRONTATION AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats préliminaires acquis dans l'étude des effets fondamentaux des paramètres sur le développement longitudinal et le développement latéral méritent d'être confrontés avec les enregistrements expérimentaux des trois composantes. Nous commencerons par le développement latéral qui est plus accéssible à l'expérimentateur.

III-1- Distributions latérales expérimentales et simulées.

III-1-1- Répartition latérale des électrons.

A défaut d'autre référence, l'expérimentateur a dû comparer jusque là les distributions latérales électroniques aux courbes de Nishimura-Kamata (I-I-2. Figure 5) correspondant à des cascades engendrées par un seul photon ; l'usage s'est répandu de caractériser une distribution (ou portion de distribution) par l'âge s de la courbe de Nishimura - Kamata qui peut lui être le plus facilement superposée. Cet âge s ne permet de décrire le profil d'une distribution qu'en première approximation. Les expérimentateurs sont unanimes pour admettre qu'il n'est pas possible, pour le même âge, d'avoir une bonne coïncidence près de l'axe et loin de l'axe, une coïncidence parfaite entre les courbes de Nishimura Kamata et les courbes issues de notre méthode de simulation (qui tiennent compte de la contribution des cascades engendrées par tous les photons créés). Greisen (30) a réalisé la synthèse de toutes les mesures de densité électronique dans la distribution latérale des grandes gerbes. Il en tire la courbe de la figure 43 qui peut être superposée aux courbes des figures 31 et 37 . Cette forme de distribution (figure 43), normalisée pour $N_e = 10^6$ particules, serait la même pour des tailles comprises entre 2.10^3 et 2.10^9 particules entre 800 g/cm^2 et le niveau de la mer, mais nous prendrons des limites plus restreintes dans la région où la statistique est la plus abondante entre 10^{15} et 10^{16} eV.

Parmi toutes les distributions obtenues par simulation , seules celles qui correspondent à $0,3 < \eta < 0,45$ coïncident bien avec la courbe expérimentale (quels que soient B et λ_i).La meilleure coïncidence est obtenue pour $\eta = 0,4$.

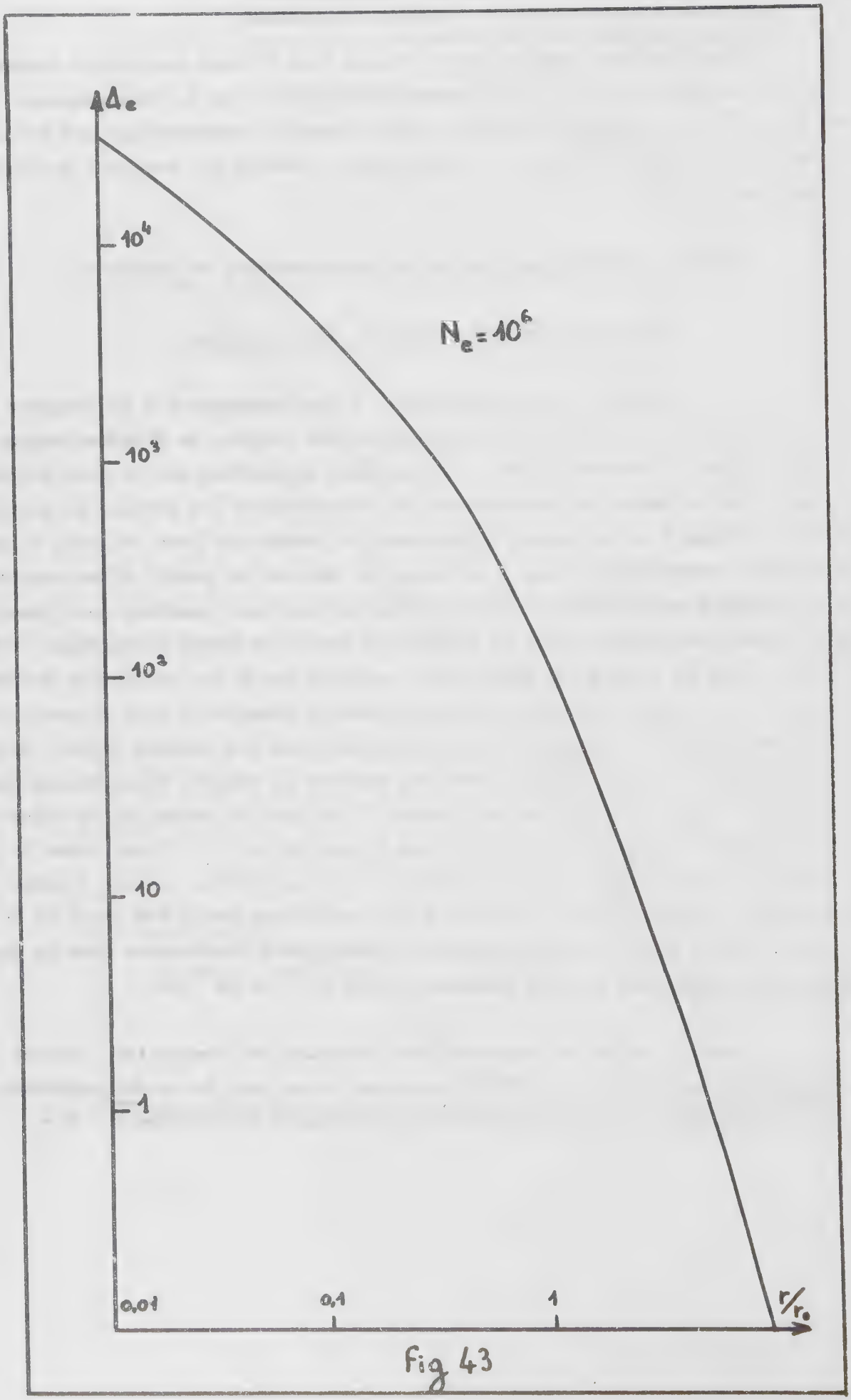


Fig 43

(B = 3 et λ_i = 90 g/cm^2). Toujours d'après Greis-en la pente de la tangente à la distribution est égale à 1 à 2 m de l'axe, et à 2 à 50 m de l'axe. Cette pente est égale à 1 (en valeur absolue) sur toutes les courbes de la figure 3 et pour η = 40 % (un peu plus élevée pour η = 30 %). Sur les mêmes courbes la pente de la tangente à 50 m de l'axe est égale à 2 pour 30 % < η < 40 %. A des distances de l'axe supérieures à 200 m la loi généralement admise par les expérimentateurs est du type :

$$\Delta_e = K\, r^{-n}$$

Cette loi est vérifiée pour toutes les gerbes simulées.

Des expériences menées à Haverah-Park (31), pour des gerbes d'énergies comprises entre 10^{17} eV et 10^{18} eV, il ressort 3,25 < n < 3,3. Ces valeurs de n pour les mêmes énergies sont compatibles avec les distributions calculées pour 30 % < η < 40 %. Toujours d'après Greis-en n = 3 entre 10^{15} eV et 10^{16} eV, ce qui est vérifié pour η = 30 % et 40 % sur les figures 31 et 32 . Au Mont Norikura (2800 m) ont été enregistrées (32) des distributions d'âge 1,1 près de l'axe. Nous obtenons des distributions de même âge à la même altitude pour 30% <η< 40%.

Les courbes de la figure 34 peuvent être superposées à des courbes de Nishimura-Kamata d'âge 1 et Greis-en cite à 4200 mètres des distributions expérimentales telles que 1 < s < 1,1.

La mesure de la distribution latérale à diverses altitudes a conduit les expérimentateurs à décrire la grande gerbe comme une "goutte allongée", se développant symétriquement autour de la direction de la particule primaire. Cette appréciation qualitative est bien illustrée par la figure 44 qui représente un réseau de courbes "iso-densité", extrait de nos calculs de simulation pour $E_p = 10^{15}$ eV, (B = 3, λ_i = 90 g/cm^2, η = 30 %). Pour des faibles densités (3 électrons/cm^2), l'extension latérale est maximale pour des altitudes très inférieures à celle du maximum du développement longitudinal.

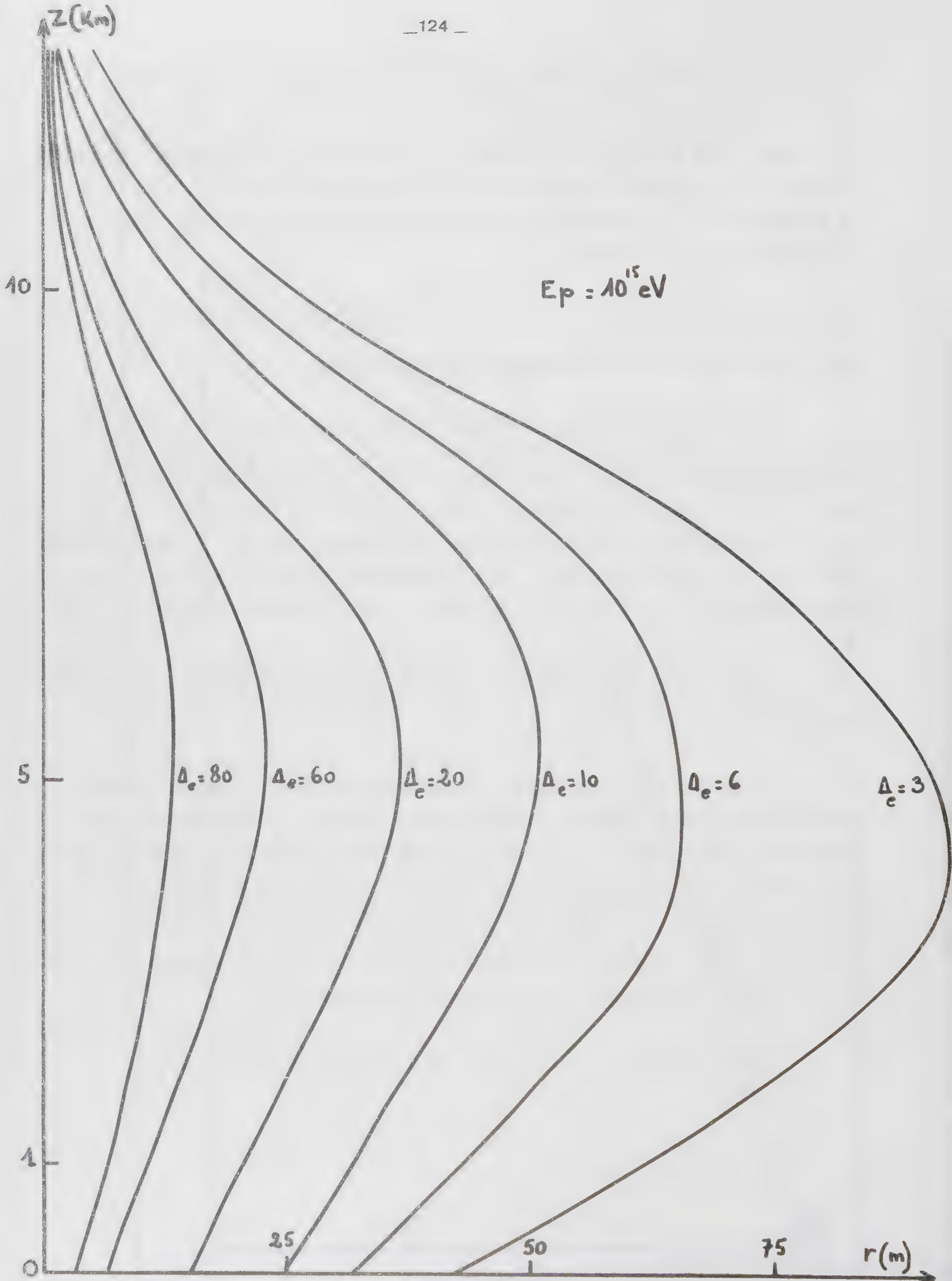


Fig 44

III-1-2- Répartition latérale des muons.

La distribution latérale des muons est moins aisée à mesurer que celle des électrons. Près de l'axe, il est difficile de distinguer muons et hadrons et les distributions muoniques ne sont pas pures. Les points expérimentaux (33) portés sur la figure 45 pour une gerbe de 2.10^7 particules (environ 10^{17} eV) s'appliquent exactement sur la courbe tracée pour B = 3. D'autres points expérimentaux (34) obtenus par M.I.T. coïncident avec les courbes obtenues pour B = 3 qui sont compatibles avec la représentation analytique (35) (36) de la distribution latérale des muons tirée de la compilation d'un très grand nombre de mesures :

$$\Delta_\mu (N_e, r) = 18 \left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{\frac{3}{4}} r^{-\frac{3}{4}} \left(1 + \frac{r}{320}\right)^{-\frac{2}{5}}$$

$$10^5 < N_e < 10^8$$

Entre 10^{16} eV et 10^{18} eV, la loi de décroissance généralement admise par les expérimentateurs est :

$$\Delta_\mu = K\, r^{-\alpha} \qquad \text{avec } \alpha = 2{,}2 \text{ (37)}$$

Nous avons constaté sur les distributions calculées que $\frac{\partial(\text{Log } \Delta_\mu)}{\partial r} = 2{,}2$ pour B = 3 et $\langle P_t \rangle$ = 0.4 GeV/c. et que cette valeur était différente de la valeur expérimentale si B était différent de 3.

Il convient d'ajouter que nous avons dû éliminer les distributions correspondant à la loi de répartition des moments transverses

$$N(P_t)\, dp_t = \frac{P_t}{P_o^2}\, e^{-\left(\frac{P_t}{P_o}\right)}$$

leur décroissance avec r étant beaucoup trop rapide quel que soit le choix des paramètres de l'interaction nucléaire.

Les profils des distributions latérales muoniques, simulées et expérimentales, nous ont paru pouvoir être superposés avec la meilleure approximation pour B = 3, sans préjuger des valeurs des autres paramètres η et λ_i et pour la loi des impulsions transverses :

$$N(P_t)\, dp_t = \frac{P_t}{P_o^2}\, e^{-\left(\frac{P_t}{P_o}\right)}$$

où $< P_t > = 2\, P_o = 0{,}4$ GeV/c.

III-1-3- Répartition latérale des hadrons

La forte concentration de cette distribution près du "coeur" rend la comparaison avec nos distributions simulées d'autant plus délicates que la détermination exacte de la position de l'axe est difficile pour l'expérimentateur. Une représentation analytique acceptable pour r < 50 m tirée de statistique expérimentale est de la forme (38) :

$$\Delta_h = \frac{a}{r}\, e^{-\frac{r}{r_o}}$$

(a constante de normalisation, $r_o = 50$ m).

Le graphe de cette fonction est compatible avec nos distributions obtenues pour $\eta = 0{,}4$ et les points expérimentaux (densités hadroniques (39) d'une gerbe de $1{,}1.10^6$ particules) sont en bon accord (à l'intérieur des erreurs expérimentales) avec la courbe médiane de la figure 42. Dans ce dernier exemple, les densités calculées (pour $E_p = 10^{16}$ eV) sont cependant systématiquement plus faibles que les densités moyennes mesurées.

Entre 5 m et 50 m de l'axe, d'autres expérimentateurs (40) ont mesuré des densités dont la loi de décroissance est :

$$\Delta_h = K\, r^{-1,3}$$

Sur la courbe médiane de la figure 42 (η = 40 %) la valeur moyenne de $\left|\frac{\partial(\text{Log } \Delta_h)}{\partial r}\right|$ est bien encore 1,3.

III-2- Confrontation avec les résultats expérimentaux du développement longitudinal.

C'est à partir des enregistrements de la distribution latérale que l'expérimentateur évalue à un niveau donné le nombre des particules de chacune des composantes.

$$N_e = 2\pi \int_0^{r_e} \Delta_e(r)\, r\, dr$$

$$N_\mu = 2\pi \int_0^{r_\mu} \Delta_\mu(r)\, r\, dr$$

$$N_h = 2\pi \int_0^{r_h} \Delta_h(r)\, r\, dr$$

Les diverses fonctions $\Delta_i(r)$ décroissent très rapidement et la convergence de $\int_{r_i}^{\infty} \Delta_i(r)\, dr$ vers 0 réduit à des limites raisonnables l'aire de détection. Pour des gerbes de 10^{16} eV, r_e peut être limité à 2 km, r_μ à 4 km et r_h à 150 m, mais il est souhaitable pour l'enregistrement de gerbes d'énergies supérieures que ces limites soient notablement élargies. $\Delta_i(r)$ à grande distance de l'axe ($r > r_o$) prend souvent la forme d'une loi de puissance $\Delta_i = K\, r^{-\alpha}$ où $\alpha > 2$ et dès que α est déterminé le nombre de particules d'une composante donnée

s'exprime par la somme des deux intégrales :

$$N_i = 2\pi \int_0^{r_o} \Delta_i(r)\, r\, dr + 2\pi K \int_{r_o}^{\infty} r^{1-\alpha}\, dr$$

Notre méthode de simulation donne directement :

$$N_i = 2\pi \int_0^{\infty} \Delta_i(r)\, r\, dr$$

mais elle peut restituer à volonté $N_i(r) = 2\pi \int_0^{r} \Delta_i(r)\, r\, dr$ pour n'importe quelle borne supérieure de l'intégrale. L'expérimentateur, ignorant l'énergie primaire E_p, est tout naturellement conduit à comparer entre elles les diverses composantes d'une grande gerbe. La composante électronique est prise le plus souvent comme composante de référence et c'est en fonction de N_e que sont étudiées les variations des diverses propriétés détectables des grandes gerbes.

Parmis celles-ci, la longueur d'absorption

$L = -\left(\frac{\partial(\text{Log } N_e)}{\partial t}\right)^{-1}$ a pu être déterminée par diverses méthodes (basées sur l'effet barométrique ou la variation de la fréquence d'arrivée avec l'angle zénithal). Les valeurs expérimentales (41) de L sont portées sur la figure 46 : elles diffèrent suivant la méthode de mesure et sont altérées d'incertitudes importantes. Les valeurs les plus basses, obtenues entre 10^{14} eV et 10^{16} eV, sont absolument incompatibles avec des interactions telles que $\eta > 50$ %. Une valeur moyenne de L = 200 g/cm^2 à 10^{15} correspondrait à $\eta = 43$ % et, quels que soient les autres paramètres (42), c'est pour 30 % $< \eta <$ 45 % que l'accord nous a semblé le meilleur jusqu'à 10^{18} eV.

Nous avons mis en évidence dans la première partie de ce chapitre l'existence d'une relation linéaire $E_p = K\, N_{max}$ (10^{13}eV $< E_p < 10^{21}$ eV) entre l'énergie primaire E_p et le nombre total de particules au maximum de développement. Le coefficient K dépend seul des paramètres de l'interaction nucléaire et

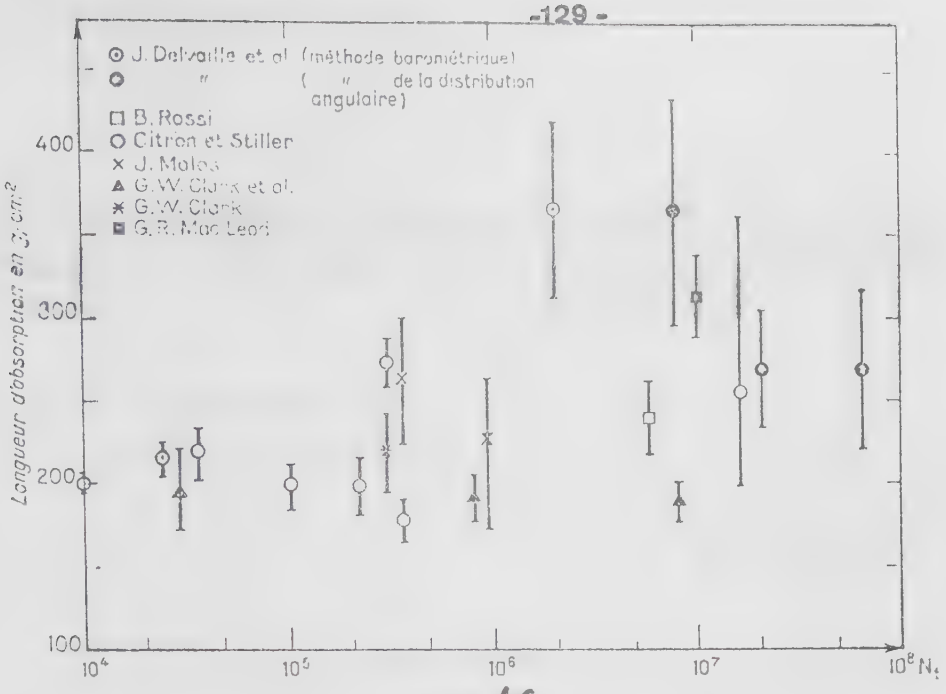


Fig. 46

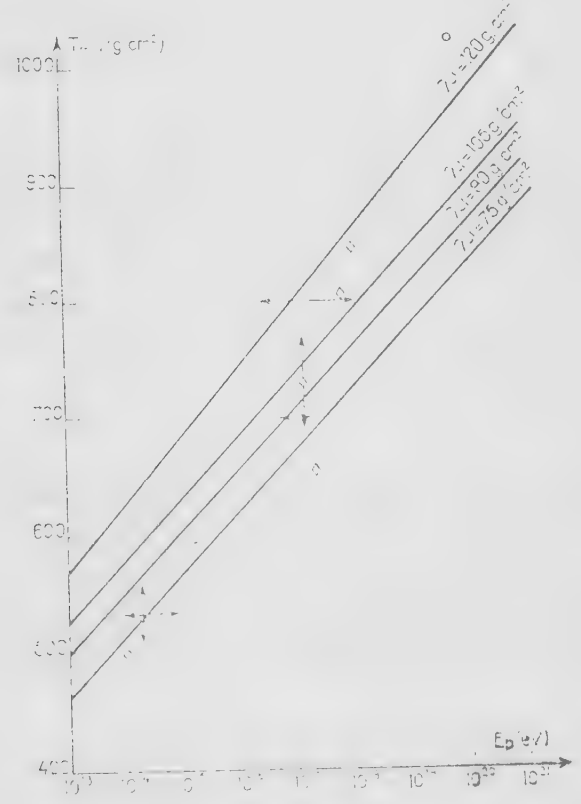


Fig. 47

↔ ou ○ valeurs expérimentales (6);

◇ ou ◈ valeurs expérimentales (44).

plus particulièrement de B. A la suite d'estimations réalisées par Nikolski et Greisen (43), des pertes d'énergies des diverses composantes les expérimentateurs admettent la relation : $E_p = 1{,}9.10^9 N_{max}$.

La valeur $K = 1{,}9.10^9$ est obtenue le plus fréquemment pour des valeurs de B proches de 3. Nous avons établi dans le même paragraphe la loi :

$$T_{max} = A \log E_p + T_o$$

où A est de l'ordre de 60 pour tous les paramètres (E_p en GeV), T_o dépendant surtout de λ_i.(T_o(120 g/cm^2) - T_o (90 g/cm^2) = 80 g/cm^2).

Cette loi est en bon accord avec les résultats expérimentaux (44). Quelques valeurs expérimentales de T_{max} (45) (41), sont portées sur la figure 47 où nous avons tracé les droites parallèles représentant la loi précédente pour λ_i = 75 g/cm^2, 90 g/cm^2, 105 g/cm^2 et 120 g/cm^2. La détermination expérimentale de T_{max} est difficile voire ambigüe, mais l'examen de la figure 47 semble indiquer qu'aux hautes énergies (supérieures à 10^{19} eV) le maximum expérimental est bien plus profond que le maximum théorique et nous verrons dans le chapitre IV que ces valeurs élevées de T_{max} semblent exiger soit des libres parcours moyens élevés (de l'ordre de 130 g/cm^2), soit un changement profond de la nature de l'interaction nucléaire aux énergies supérieures à 10^{18} eV. Entre 10^{15} eV et 10^{17} eV, un bon accord est obtenu pour λ_i = 90 g/cm^2.

Les résultats expérimentaux les plus importants du développement longitudinal portant sur la variation de N_μ et N_h en fonction de N_e. Les trois lois générales de variation de N_e, N_μ, N_h en fonction de E_p tirées de notre méthode de simulation conduisent en éliminant E_p à des fonctions comparables avec des données expérimentales

$$N_\mu = f\ (N_e)$$

$$N_h = h\ (N_e)$$

De nombreux expérimentateurs donnent les lois de variation moyenne du nombre total de muons en fonction du nombre total d'électrons, obtenues à partir de la statistique d'un très grand nombre de mesures :

$$N_\mu = 125.000 \left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{0,75} \qquad (46)$$

La valeur 0,75 de l'exposant est confirmée par d'autres expérimentateurs (47) et notre méthode de simulation donne entre 10^{15} eV et 10^{17} eV pour des protons primaires la loi :

$$N_\mu = a \left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{0,75 \pm 0,03}$$

où l'exposant à l'intérieur des limites indiquées est indépendant des paramètres de l'interaction nucléaire. Seul le coefficient a dépend de la combinaison de paramètre choisie. Or, la confrontation des résultats du développement longitudinal et latéral avec les données expérimentales nous a montré que la combinaison de paramètres qui assurait toujours la meilleure compatibilité entre simulation et expérience était invariablement obtenue pour les valeurs suivantes ($10^4 < N_e < 10^8$)

$$B = 3 \qquad \eta = 40\ \% \qquad \lambda_i = 90\ g/cm^2$$

Nous verrons dans le chapitre IV qu'une étude systématique, ayant pour finalité la détermination précise des valeurs moyennes des paramètres, nous conduira aux mêmes valeurs. Il est donc intéressant d'exprimer la valeur du coefficient a pour cette combinaison de paramètres. La méthode de simulation donne dans ce cas a = 200 000 ce qui est presque le double de la valeur expérimentale a_{exp}=125000!

En éliminant encore E_p entre les relations (1) et (3) de la première partie de ce chapitre nous obtenons la loi

$$N_h = 220 \left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{0,91} \qquad 10^{14}\ eV < E_p < 10^{17}\ eV$$

pour des hadrons d'énergie supérieure à 1 GeV. La valeur de l'exposant, qui était de 0,6 d'après des mesures anciennes, a été rectifiée (48) pour atteindre 0,92, la loi expérimentale étant :

$$N_h = 350 \left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{0,92 \pm 0,01}$$

L'abondance relative hadrons-électrons est insuffisante dans les gerbes simulées, cependant, les mesures portant sur la composante hadronique, étant les plus difficiles, c'est sur la grave contradiction concernant l'abondance théorique trop élevée des muons que nous allons discuter en premier.

La valeur expérimentale de a provient d'une statistique expérimentale de plus de 10^6 grandes gerbes de tailles de l'ordre de 10^6 particules. La valeur de a obtenue pour $N_e = 10^6$ particules ne saurait être contestée.

Nous avons simulé 5000 grandes gerbes environ pour tous les types d'interaction nucléaire : il n'est pas possible, ainsi que nous le verrons dans le chapitre IV, d'adopter une autre combinaison de paramètres, la combinaison $\eta = 40\ \%$, $B = 3$, $\lambda_i = 90\ g/cm^2$ assurant la meilleure cohérence avec tous les autres points de comparaisons avec l'expérience. Seul λ_i qui est déterminé avec moins de précision pourrait augmenter jusqu'à 105 g/cm^2, mais nous avons vérifié que son changement dans cette région ne pouvait nous donner une valeur de a compatible avec a_{exp}.

Cette première comparaison avec l'expérience révèle donc une inadéquation fondamentale entre simulation et expérience. Cette erreur systématique trouve sa source dans des caractéristiques communes à toutes les gerbes simulées, le type de l'interaction nucléaire n'étant pas en cause.

Ces caractéristiques ne peuvent être que :

1°) La nature de la particule primaire (nous avons supposé que toutes les gerbes étaient engendrées par des protons)

2°) Le niveau de la première interaction (toutes nos gerbes sont douées d'un comportement idéal. Chapitre I, paragraphe IV).

Nous verrons dans le prochain sous-chapitre que la nature de la particule primaire n'est pas en cause (un noyau primaire entrainerait une abondance relative des muons plus élevée, ce qui ne ferait qu'aggraver la situation), mais que les gerbes expérimentales moyennes, décrites par la compilation et la normalisation de mesures portant sur 10^6 gerbes individuelles, et les gerbes simulées de comportement idéal ne sont pas les mêmes. Il apparaîtra que la "gerbe moyenne" correspond à un niveau de la première interaction situé à environ 250 g/cm^2 d'épaisseur atmosphérique et que c'est là un effet naturel de l'atmosphère.

La comparaison avec l'expérience ne pourra porter - pour ce type de résultat - que sur des gerbes engendrées à 250 g/cm^2 et non plus à 90 g/cm^2 de profondeur.

Les résultats acquis en ce qui concerne les valeurs moyennes des paramètres d'interaction et leur influence caractéristique sur la morphologie des grandes gerbes conserveront néanmoins toute leur validité.

IV - L'INFLUENCE DES FLUCTUATIONS SUR LES GRANDES GERBES DE L'AIR

Dans cette partie du Chapitre III, nous étudierons les gerbes engendrées par des noyaux lourds qui, dans la mesure où il est admis que la majorité des particules primaires sont des protons, peuvent apparaître à l'observateur comme des gerbes de comportement anormal : nous commencerons cependant par traiter de l'influence des fluctuations du type I et II sur les gerbes engendrées par des protons.

IV-1- Les Fluctuations du type I.

Nous appelons ainsi (Chapitre I. paragraphe IV) les altérations du développement d'une grande gerbe en fonction de la répartition en altitude du niveau de la première interaction (fig.13. Chap. I). A l'aide de notre méthode de simulation convenablement modifiée, des protons de même énergie ont été injectés dans une atmosphère "standard" où ils ont engendré des grandes gerbes en interagissant pour la première fois à des altitudes très différentes et non plus après un libre parcours moyen. Sur la fig. 48 apparaissent les trois composantes du développement longitudinal de sept grandes gerbes, numérotées de 1 à 7. Pour chacune d'elles, l'altitude de la première collision Z_o, est différente, l'énergie du proton primaire étant toujours égale à 10^{15} eV.

numéro de la gerbe	Z_o, Altitude de la première interaction en Km	t_o, Epaisseur d'atmosphère traversée sans interaction en g/cm^2
1	36,6 Km	8 g/cm^2
2	28,5 Km	16 g/cm^2
3	22,8 Km	38 g/cm^2
4	17,4 Km	90 g/cm^2
5	14,3 Km	136 g/cm^2
6	11,0 Km	230 g/cm^2
7	7,6 Km	385 g/cm^2

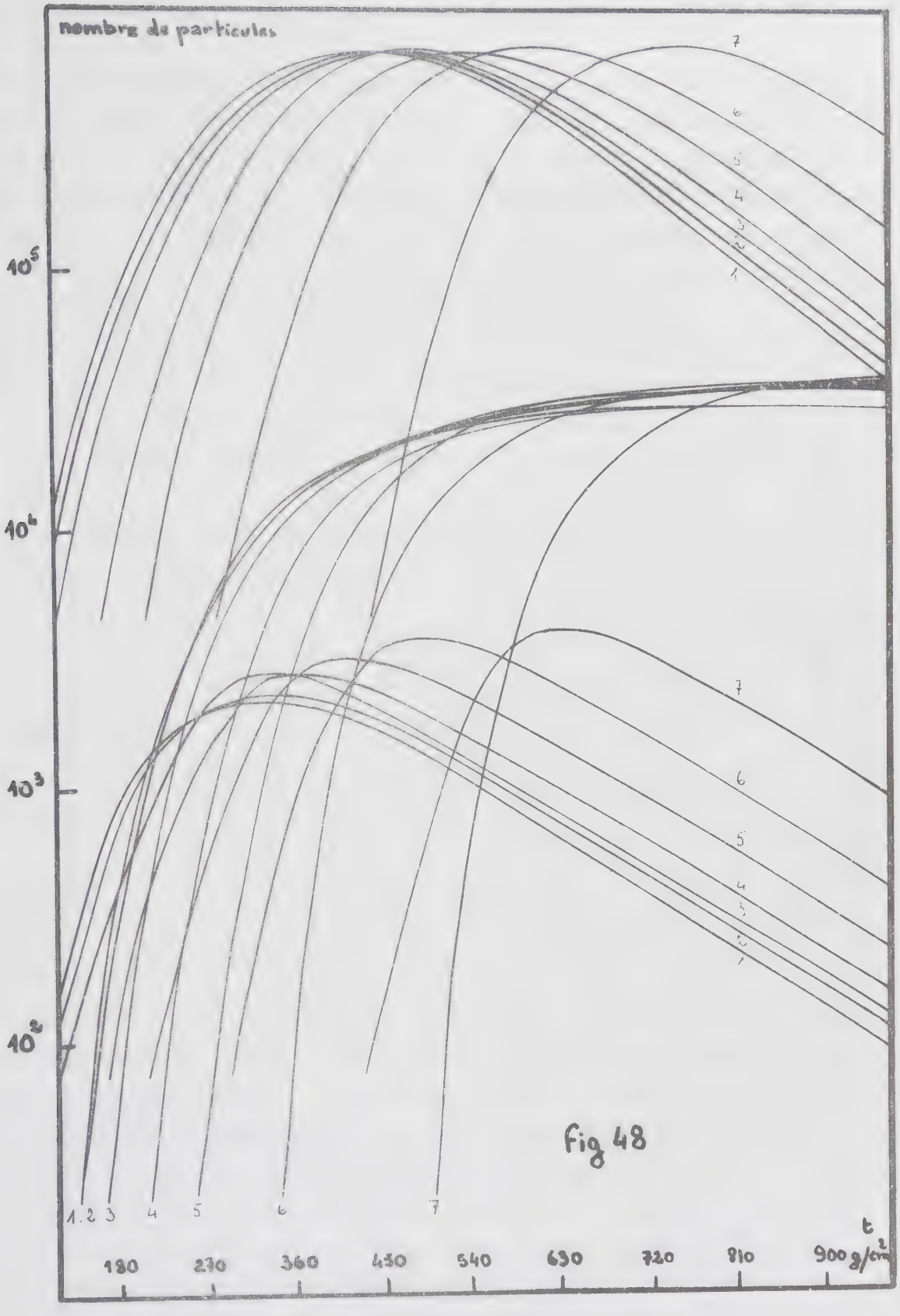

nombre de particules
10^5
10^4
10^3
10^2
1
2
3
4
5
6
7
1.2 3 4 5 6 7
t
180 270 360 450 540 630 720 810 900 g/cm²

Fig 48

L'augmentation de t_o entraîne une translation correspondante de la grande gerbe vers le bas. Le nombre d'électrons au maximum semble indépendant de t_o, ainsi que le nombre de muons au niveau de la mer et les longueurs d'absorption électroniques et hadroniques. Le nombre d'hadrons au maximum de développement de la composante nucléairement active augmente avec t_o : Les couches plus denses de l'atmosphère rencontrées lorsque t_o augmente sont en effet, à un même stade de développement, moins favorables à la désintégration des hadrons. N_e et N_h, au niveau de la mer augmentent considérablement avec t_o en raison de la réduction du parcours d'absorption des composantes électroniques et hadroniques. L'abondance relative des muons $\frac{N_\mu}{N_e}$, (et même $\frac{N_\mu}{N_h}$) paraît, pour un observateur situé au niveau de la mer d'autant plus appauvrie que t_o est élevé.

numéro de la gerbe	1	2	3	4	5	6	7
N_e	45 000	53 000	61 000	72 000	102 000	160 000	400 000
N_μ	21 500	30 100	32 500	33 000	34 000	34 600	35 000
N_h	108	120	148	185	260	410	1 050
$\frac{N_\mu}{N_e}$	0,656	0,57	0,532	0,456	0,33	0,216	0,0875

L'examen des distributions latérales électroniques et muoniques (représentées respectivement sur les figures 49 et 50 pour les trois gerbes 1, 4, 7) révèle naturellement un "rajeunissement" croissant lorsque t_o augmente. Le profil de la répartition latérale électronique de la gerbe n°7 correspond à un "âge" moins élevé que celui des deux autres. La densité électronique près de l'axe est 10 fois supérieure à celle de la gerbe n° 1 et la décroissance de Δ_e lorsque r augmente est beaucoup plus rapide. L'aspect des distributions latérales des gerbes telles que $0 \leqslant t_o \leqslant 90$ g/cm^2 est différencié, mise à part une simple augmentation de la densité qui est la même pour toutes les valeurs de r.

Si le nombre des muons N_μ au niveau de la mer est presque le même pour toutes les gerbes, la répartition de ces muons dans le plan

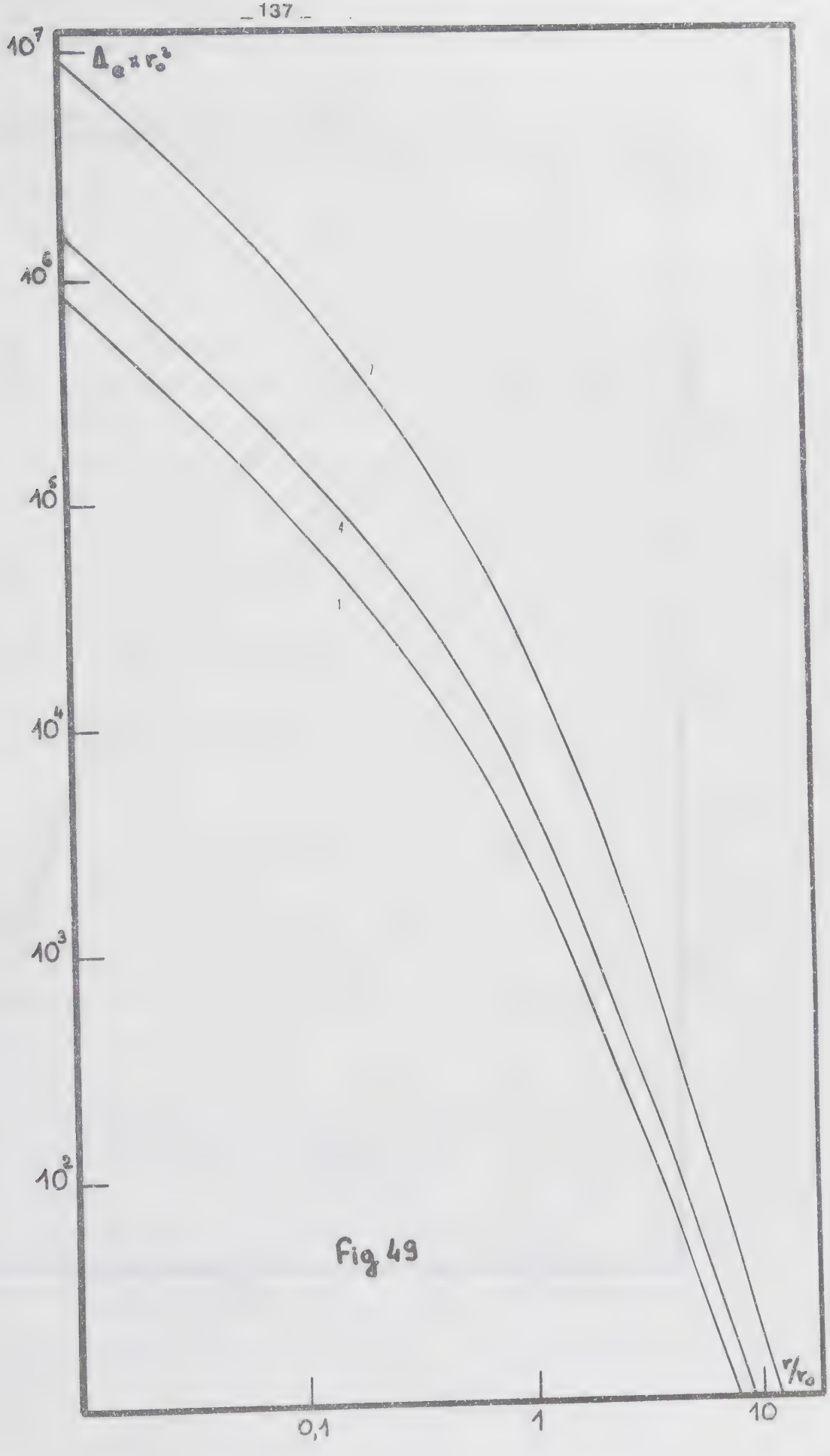


Fig 49

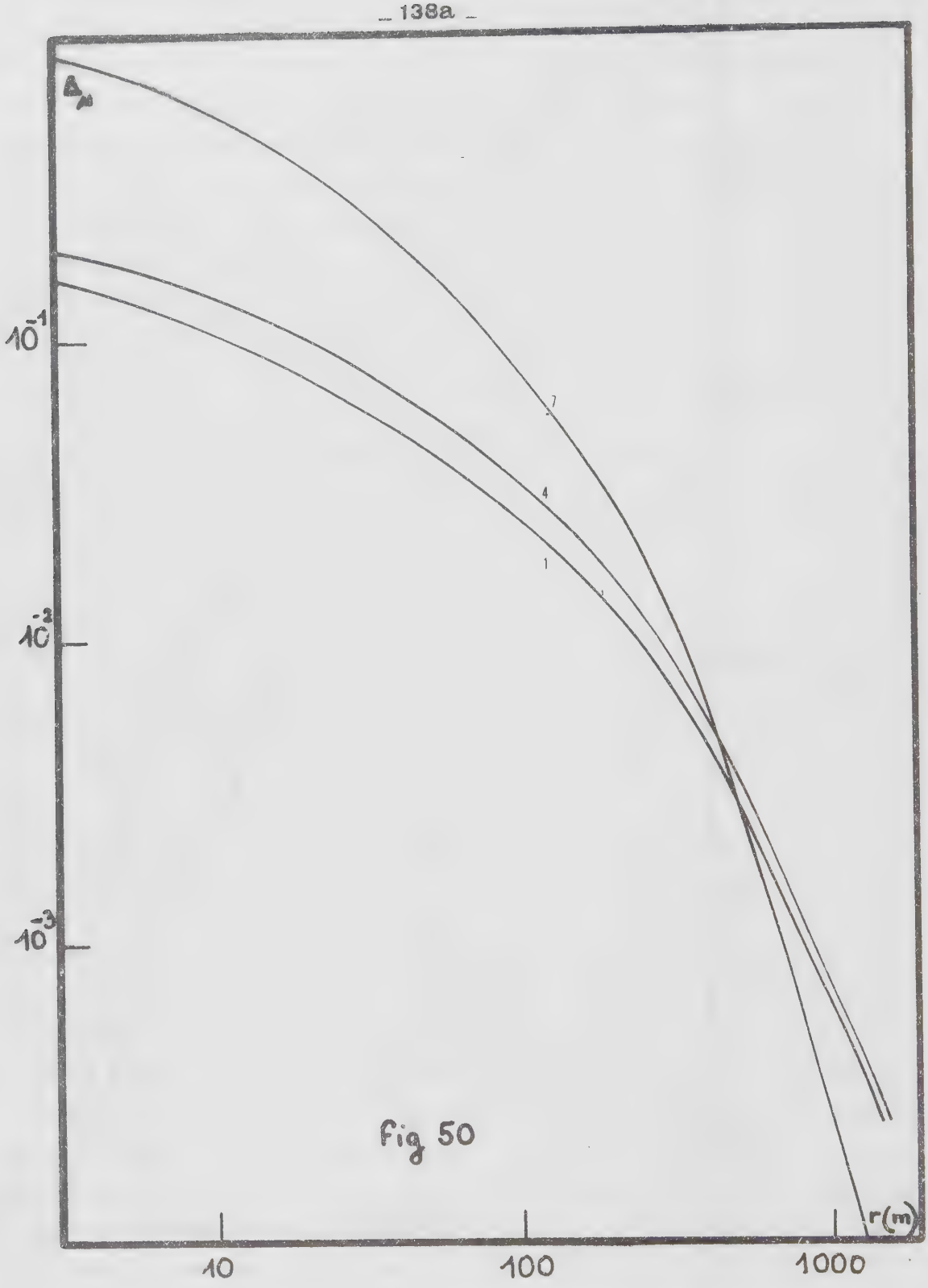


Fig 50

horizontal esttrès différente pour chacune d'elles. Les muons, une fois produits, s'écartent en effet régulièrement de l'axe lorsque la gerbe s'enfonce dans l'atmosphère : La dissemblance est accrue pour les gerbes telles que $t_o \geqslant 90$ g/cm^2, les densités près de l'axe étant d'autant plus élevées près de l'axe (moins de 50 mètres) et beaucoup plus faibles à grande distance ($r \geqslant 1\,000$ mètres) quand Z_o diminue.

A l'arrivée d'un proton d'énergie donnée correspondent plusieurs types de grandes gerbes ; l'espérance d'un comportement donné est étroitement liée à la probabilité de première interaction à une altitude déterminée (Chapitre I. IV.) et peut,en conséquence,être affectée d'un poids statistique. Nous avons ainsi calculé la probabilité $P(N_e, E_p)$ (49) pour qu'une gerbe engendrée par un proton d'énergie E_p possède N_e électrons a une altitude choisie. $P(N_e, 10^{15}$ eV) près du niveau de la mer ($t = 990$g/cm^2) est représentée sur la figure 51. Cette fonction (50) illustre la répartition des tailles possibles associées à un proton primaire de 10^{15}eV : elle s'annule pour $N_e = 575\,000$ électrons (Z_o est tel que $T_{max} = 990$g/cm^2). et devient une fonction quasi-nulle pour $N_e \leqslant 58\,000$ électrons.

$$\frac{\partial P\,(N_e, 10^{15}\ eV)}{\partial N_e} = 0 \text{ pour } N_e = 96\,000 \text{ électrons.}$$

Cette valeur la plus probable correspond au comportement "normal" de la gerbe ($t_o = \lambda_i$). Pour $58\,000 \leqslant N_e \leqslant 96\,000$, la portion située à gauche du maximum est relative aux gerbes telles que $0 \leqslant t_o \leqslant \lambda_i$ (partie de la courbe de la fig. 13 située à droite de maximum) et pour $96\,000 \leqslant N_e \leqslant 575\,000$ la portion située à droite du maximum est essentiellement relative aux gerbes telles que $\lambda_i \leqslant t_o \leqslant 600$ g/cm^2 (valeur telle que $T_{max} = 990$ g/cm^2), la contribution à $P(N_e, 10^{15}$eV) des gerbes telles que $t_o \geqslant 600$ g/cm^2 (et dont les tailles sont inférieures à la valeur de coupure $N_e = 575\,000$) convergeant assez rapidement vers zéro pour être négligée. L'étalement des tailles pour $E_p = 10^{15}$ eV est donc compris entre 58 000 et 575 000 électrons, l'effet de seuil pour $N_e = 58\,000$ électrons méritant d'être remarqué.

La valeur moyenne de N_e pour $E_p = 10^{15}$ peut être tirée de la courbe de la figure 51.

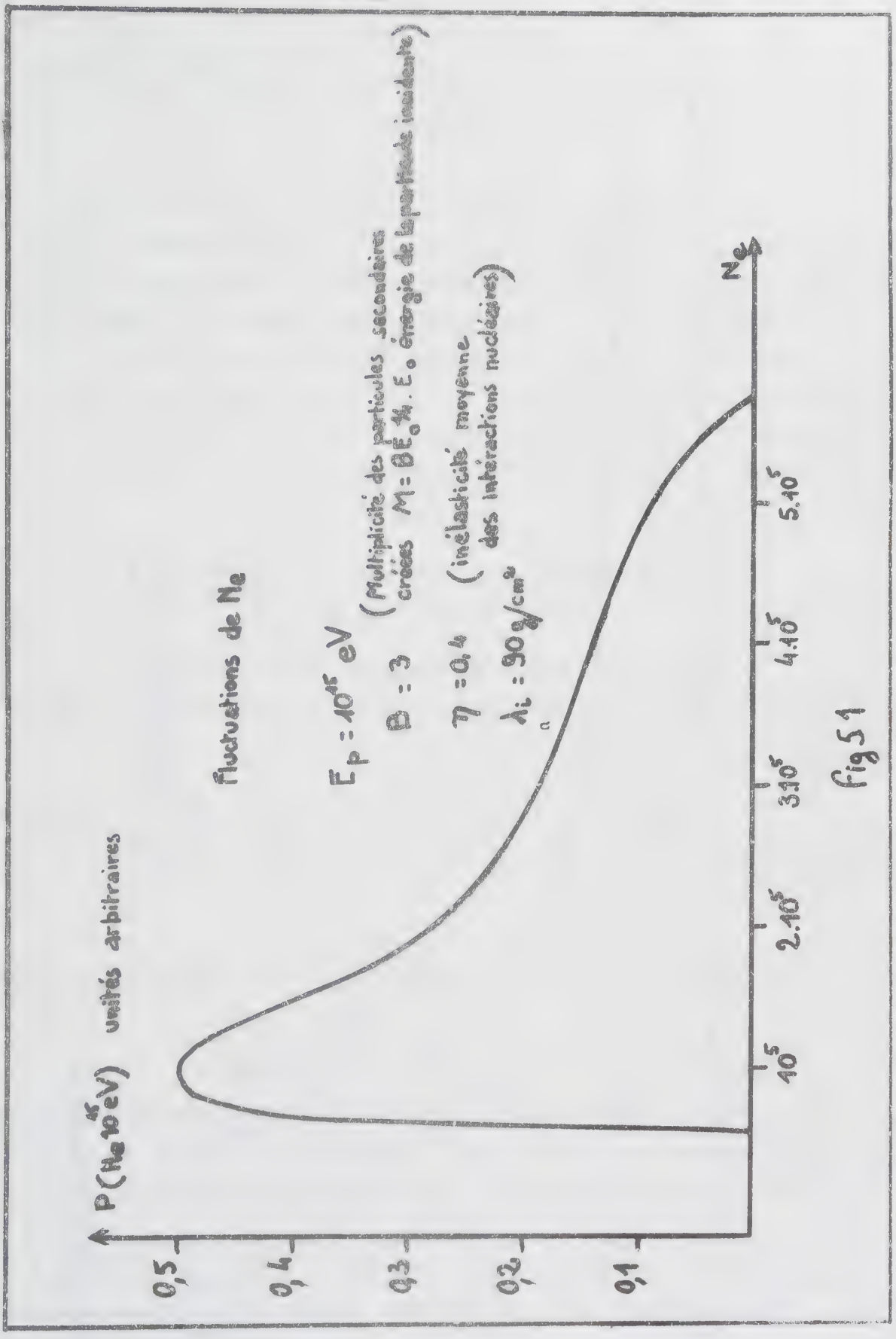

P(Ne=10^45 eV) unités arbitraires
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
fluctuations de Ne
Ep = 10^45 eV
B = 3 (Multiplicité des particules secondaires créées M = BE0,4 . E0 énergie de la particule incidente)
η = 0,4 (inélasticité moyenne des interactions nucléaires)
λi = 90 g/cm²
10^5
2.10^5
3.10^5
4.10^5
5.10^5
Ne

Fig 51

$$\overline{N_e} = \frac{\int_0^\infty P\,(N_e,\ 10^{15}\ eV)\ N_e\ dN_e}{\int_0^\infty P\,(N_e,\ 10^{15}\ eV)\,dN_e} \simeq 2.1.\ 10^5 \text{ électrons.}$$

Cette valeur est environ le double de la valeur la plus probable correspondant au comportement "normal". Comme $\overline{N_e}$ est également fourni par la compilation des mesures expérimentales pour un grand nombre de gerbes, il est fondamental de distinguer "comportement normal" et "comportement moyen". Admettre que la valeur expérimentale de N_e est donnée par le comportement "normal" reviendrait à surestimer systématiquement E_p. (Nous étudierons dans le prochain Chapitre les influences de cette surestimation sur les méthodes de détermination du spectre des particules primaires cosmiques).

La gerbe "moyenne" est celle qui a été engendrée à une profondeur d'environ 250 g/cm^2 et non plus 90 g/cm^2. ($\bar{E}_p \# 10^{15}$eV).

L'examen de la courbe de la figure 52 qui représente $P(N_h,\ 10^{15}eV)$, probabilité relative d'obtenir N_h hadrons, appelle les mêmes remarques que la courbe de la figure 51.

En revanche, c'est une loi très différente (fig.53) qui décrit la probabilité relative $P(N_\mu,\ 10^{15}eV)$ d'obtenir N_μ muons pour un primaire de 10^{15}eV.

$$\frac{\partial P_\mu(N_\mu\ ,\ 10^{15}eV)}{\partial N_\mu} = 0 \quad \text{pour } N_\mu = 33\ 000 \text{ muons (comportement normal)}$$

Pour N_μ = 37 200 muons, $P(N_\mu) = 0$ ($t_o = 0$).
La partie située à gauche du maximum correspond cette fois-ci à des gerbes engendrées de plus en plus bas dans l'atmosphère. En raison de la forme particulière de cette courbe, N_μ fluctue beaucoup moins que N_e ou N_h, et sa valeur moyenne est peu différente de sa valeur la plus probable. N_μ qui ne dépend que de B et de E_p paraît donc tout indiqué pour évaluer E_p lorsque l'on considère des gerbes individuelles. Les trois courbes des figures 51, 52, 53, peuvent être considérées comme représentant la réponse de l'atmosphère, identifiée à un détecteur de particules, à un flux de protons de 10^{15} eV arrivant verticalement. Ces trois courbes ne sont pas indépendantes entre elles, N_e, N_μ, N_h étant pour une même ordonnée les coordonnées d'un même évenement (il faut faire attention que la partie située à gauche du maximum de $P(N_\mu)$ correspond aux parties de $P(N_e)$ et

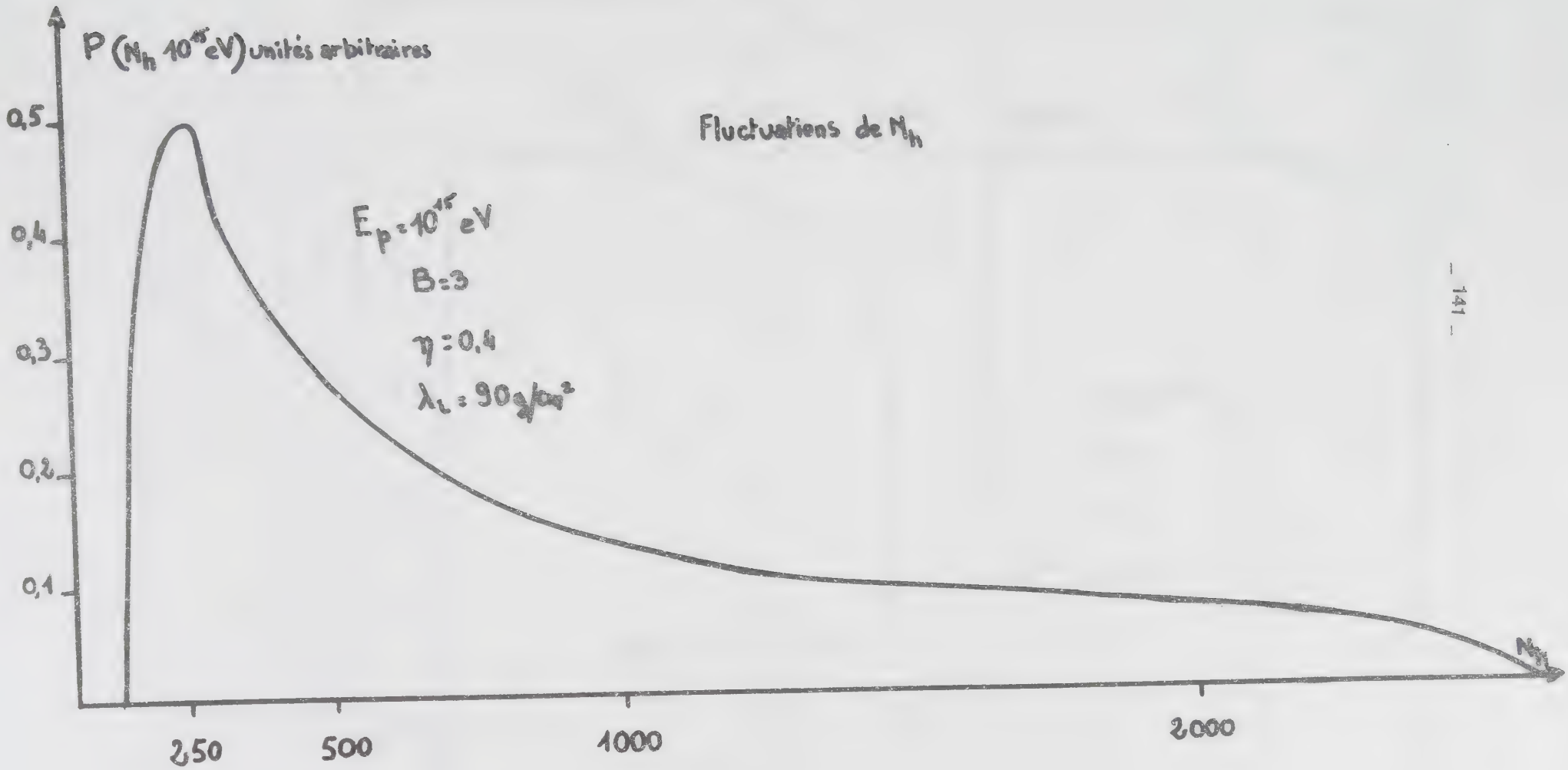

P (N_h 10^{15} eV) unités arbitraires
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
Fluctuations de N_h
$E_p = 10^{15}$ eV
B=3
η : 0,4
λ_L = 90 g/cm²
250
500
1000
2000
N_h

Fig 52

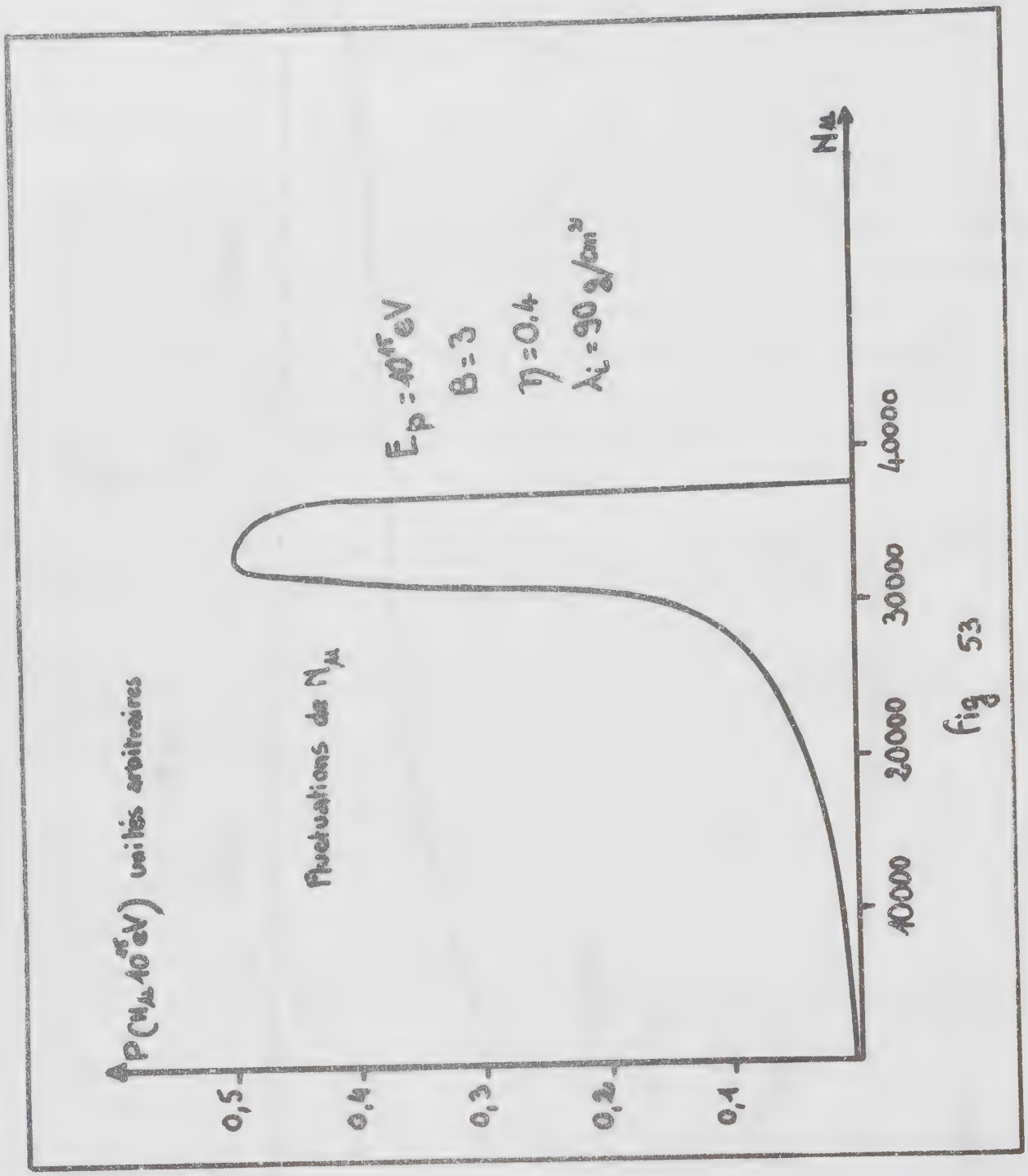

P(N_μ, 4.10^15 eV) unités arbitraires
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
Fluctuations de N_μ
E_p = 4.10^15 eV
B = 3
η = 0,4
λ_i = 90 g/cm²
40000
30000
20000
40000
N_μ

Fig 53

$P(N_h)$ situées à droite du maximum et réciproquement). Des fonctions représentées sur les trois courbes précédentes peut être tirée, pour une énergie E_p, la probabilité d'obtenir une abondance relative de muons donnée $\frac{N_\mu}{N_t}$ $(N_t = N_\mu + N_h + N_e)$.

Cette abondance relative muonique est supérieurement bornée (par l'abondance obtenue pour $t_o = 0$) : pour $E_p = 10^{15}$eV, elle est majorée par $\left(\frac{N_\mu}{N_t}\right) = 0{,}36$.

L'abondance relative moyenne des muons en fonction de N_e est celle qui est associée à la gerbe de comportement moyen : elle est plus faible (en raison de l'augmentation de la taille) que pour une gerbe de comportement normal ; cette réduction explique à elle seule la contradiction sur laquelle s'achevait le sous-chapitre précédent. La loi

$$N_\mu = a \left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{0,75}$$

était caractérisée par un coefficient a dont la valeur expérimentale était très inférieure à la valeur théorique. En tenant compte de l'augmentation de la taille moyenne pour les gerbes de 10^{14}eV à 10^{18}eV (pour chaque énergie primaire, la distribution $P(N_e, E_p)$ est semblable à celle qui est représentée sur la fig. 51, avec un lent rapprochement des valeurs les plus probables des valeurs moyennes lorsque E_p croît), nous avons obtenu la loi :

$$N = 130000 \left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{0,75}$$

La valeur théorique a = 130000 est cette fois compatible avec la valeur expérimentale $a_{exp.} = 125\ 000$ (46).

Pour les mêmes raisons l'abondance relative moyenne des hadrons est un peu plus élevée que pour le comportement normal et nos calculs nous ont conduit à la loi :

$$N_h = 335. \left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{0,91}$$

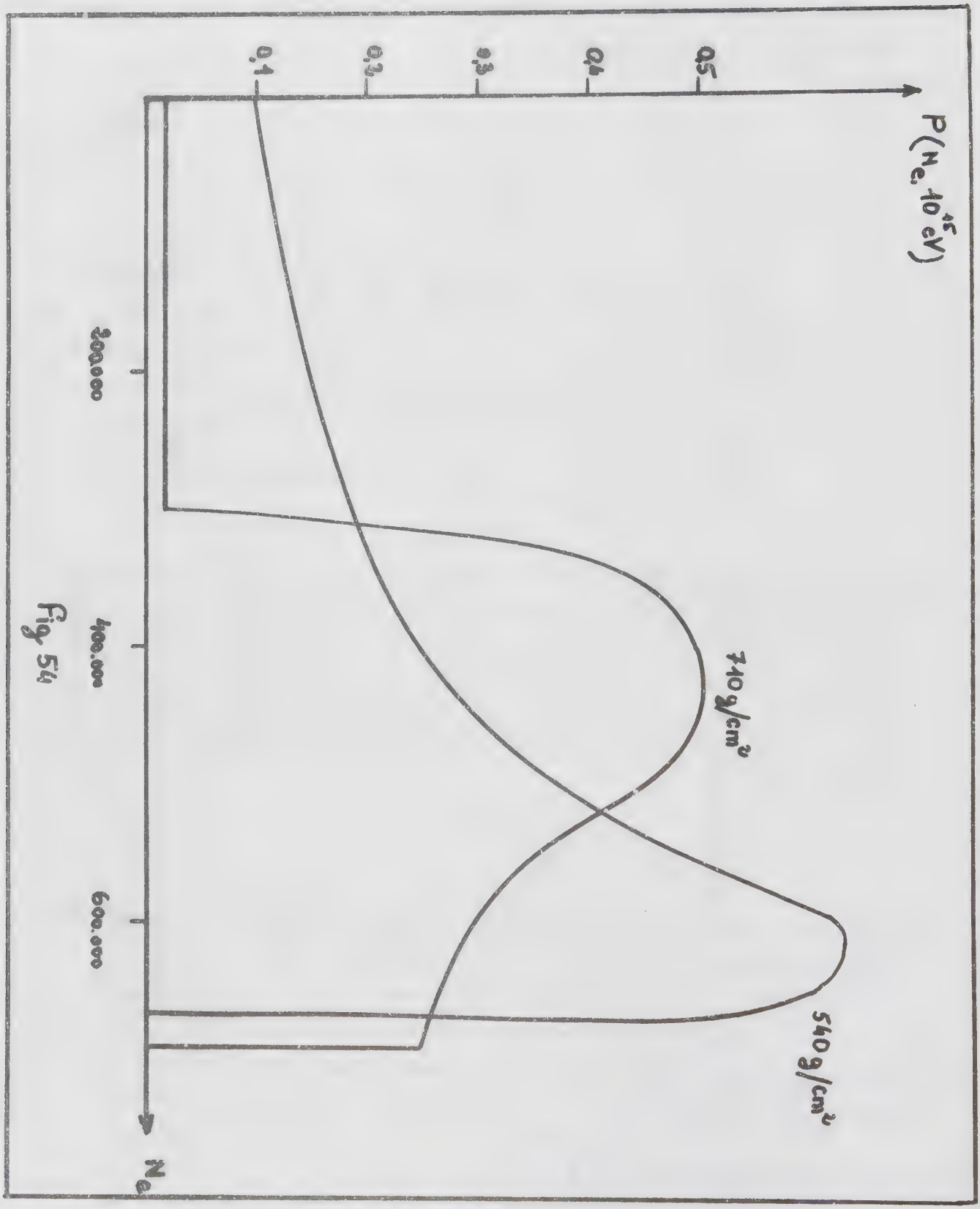

0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
P(Ne, 10^15 eV)
200.000
400.000
600.000
Ne
710 g/cm²
540 g/cm²

Fig 54

Cette loi est en bon accord avec la loi expérimentale (46)(48).

Les fluctuations des diverses composantes en altitude sont souvent plus importantes qu'au niveau de la mer. A mesure que l'altitude augmente, la valeur la plus probable de N_μ, par exemple, augmente jusqu'à coïncider avec la valeur moyenne, puis dépasse largement cette valeur moyenne, si bien que le profil des courbes représentatives $P(N_e, E_p)$ s'en trouve inversé. Sur la fig. 54 ces courbes sont tracées (pour $E_p = 10^{15}$eV) à 3 000 et 5 000 mètres d'altitude : à une profondeur de 710 g/cm^2 (3 000 m environ) un nombre non négligeable de protons primaires n'ont même pas interagi . Comparée à la courbe de la figure 51, la courbe obtenue à 540 g/cm^2 lui semble symétrique par rapport au maximum qui correspond dans les deux cas au comportement normal. Admettre le comportement "normal" au niveau de la mer conduit à surestimer E_p : admettre ce comportement en altitude pour déterminer E_p à partir de N_e revient au contraire à sous-estimer systématiquement l'énergie primaire. La composante muonique fluctue beaucoup plus en altitude, ainsi que le montre la fonction $P(N_\mu, 10^{15}$ eV) tracée sur la figure 55 pour t = 720 g/cm^2.

En général les fluctuations des densités électroniques, muoniques ou hadroniques à des distances données de l'axe sont décrites à une même altitude par des fonctions de même forme que pour N_e, N_μ, et N_h à la même altitude . La fig. 56 représentant les fluctuations de Δ_e à 79 mètres de l'axe pour t = 990 g/cm^2 et $E_p = 10^{17}$ eV en est un bon exemple.

Les fluctuations de type I ont des effets moyens aussi importants que ceux qui viennent d'être analysés sur la détermination de l'énergie primaire ; nous verrons au chapitre IV qu'il faudra, dans ce cas, tenir compte du spectre d'énergie des particules cosmiques primaires.

IV-2- Les Fluctuations du type II :

Résultant de processus internes à l'interaction nucléaire, les fluctuations du type II se traduisent par des fluctuations de l'inélasticité ou de la multiplicité des particules créées au cours de la première intéraction.

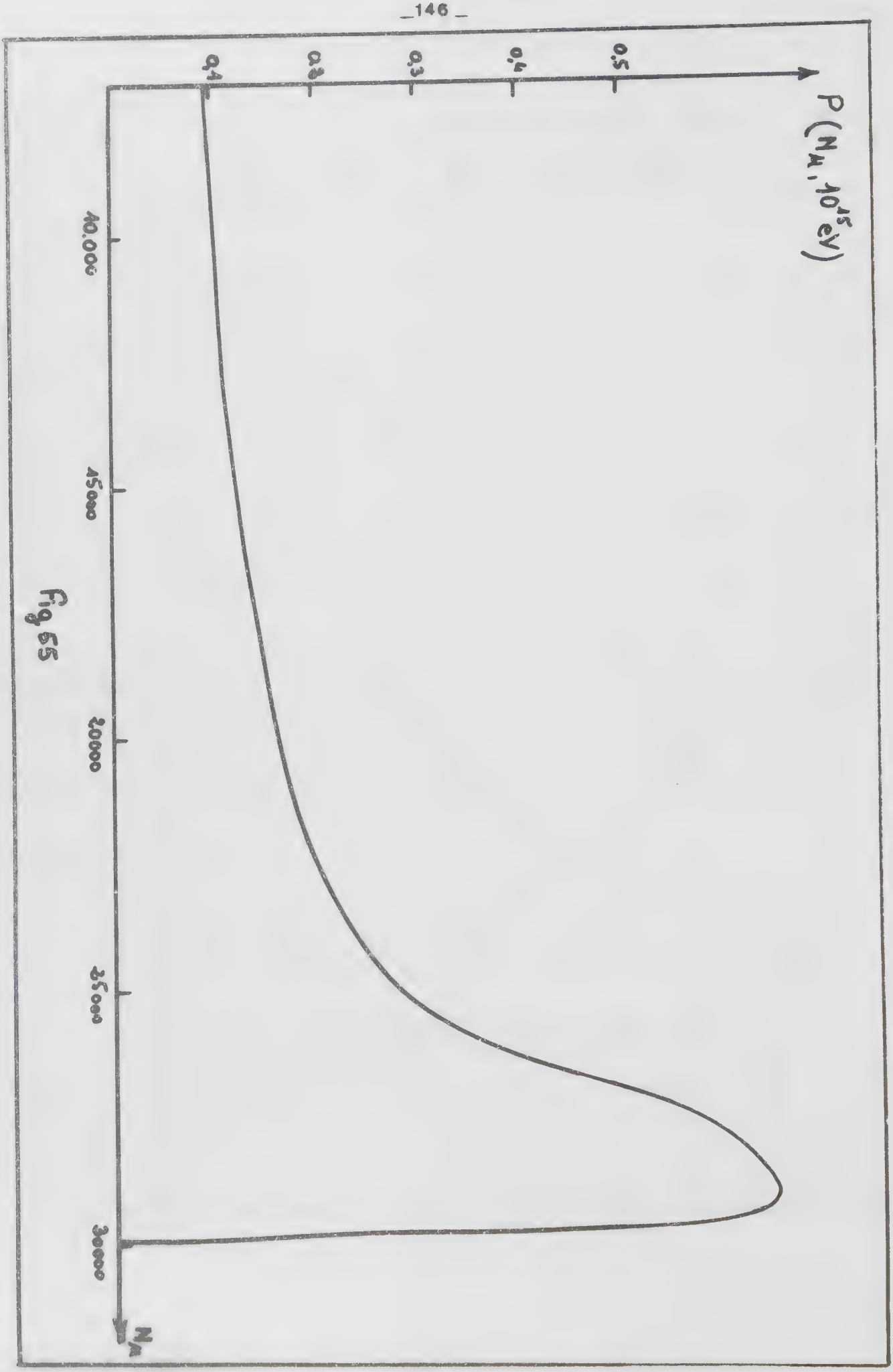


Fig 55

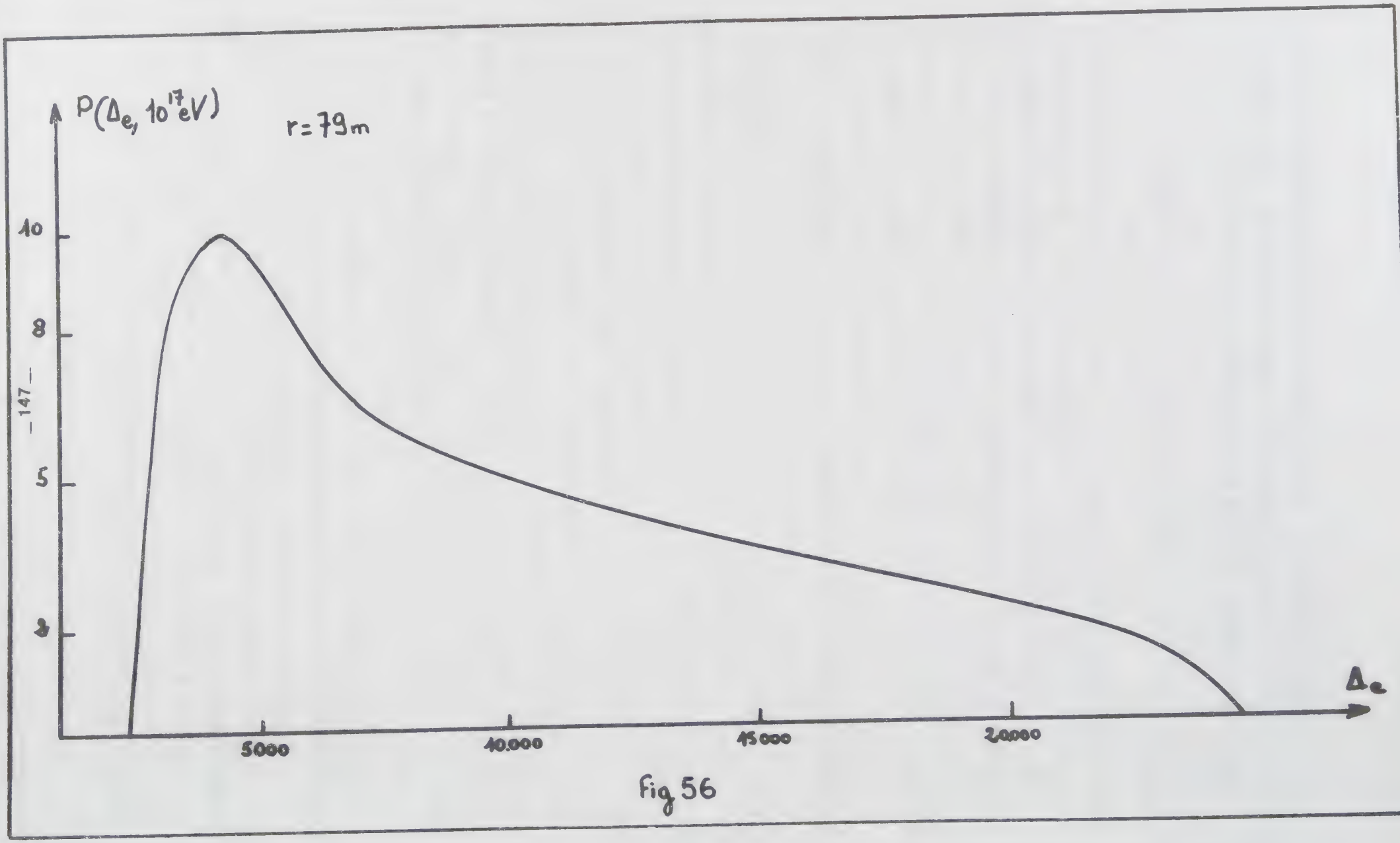


Fig 56

Ainsi que nous l'avons précisé dans le chapitre I, nous nous intéressons uniquement à l'aspect externe de l'interaction nucléaire considérée avant et après qu'elle ait eu lieu en la décrivant globalement à l'aide d'un jeu de paramètres. L'aspect plus ou moins frontal ou, au contraire, périphérique de la collision pourrait expliquer des valeurs aléatoires de l'inélasticité η ou de la multiplicité des particules secondaires. L'observateur externe à l'interaction enregistre, autour des valeurs moyennes de ces deux paramètres, des fluctuations éventuellement liées aux conditions initiales (rôle du paramètre d'impact), à la loi de distribution des nucléons dans la cible ou à d'autres fluctuations de l'interaction nucléon-nucléon elle-même. Dans le cas extrême où aucun nucléon du noyau cible n'est touché (transparence), l'interaction est sans effet ($\eta = 0$), comme si elle n'avait pas lieu. Nous n'avons pas à envisager ici les fluctuations du libre parcours moyen dans l'atmosphère qui localisent l'interaction. Nous supposons que l'interaction a eu effectivement lieu et nous nous intéressons à son résultat, caractérisé, pour les mêmes conditions initiales, par un enrichissement ou un appauvrissement de la multiplicité et un certain degré d'inélasticité. En ce qui concerne les grandes gerbes, ces fluctuations (de B et de η) ont lieu pour toutes les interactions nucléon-noyau, mais nous avons vérifié, après estimation, que l'effet de ces fluctuations était négligeable sur toutes les interactions sauf la première. Il y a, d'une part, équilibre par compensation statistique sur le nombre d'interactions de mêmes conditions initiales; d'autre part, la quantité d'énergie que ces interactions peuvent distribuer dans les diverses composantes est, relativement, trop faible pour modifier la configuration générale de la gerbe qui est finalement déterminée par le lieu et la nature résultante de l'interaction nucléaire initiale. Les probabilités $p(t_o)$ pour que l'interaction ait lieu à une profondeur t_o et $p(B,\eta)$ pour que l'interaction résultante soit décrite par deux valeurs aléatoires des paramètres B et η sont indépendantes, et la probabilité d'obtenir le type de grande gerbe qui en résulte est la probabilité composée.

$$P(t_o, B, \eta) = p(t_o)\ p(B, \eta)$$

Dans les chapitres précédents B et η étaient des valeurs moyennes. Ici, ce sont des valeurs particulières pour la première interaction et nous noterons, en les surlignant, $\bar{B}$ et $\bar{\eta}$ les valeurs moyennes, chaque

fois qu'il sera nécessaire de les distinguer.

La méthode de simulation nous offre la possibilité de construire des gerbes pour des valeurs de B et η , aussi différentes que l'on veut de $\overline{B}$ et $\overline{\eta}$. C'est ce que nous avons fait en supposant ces gerbes données d'un comportement normal($t_o = \lambda_i$), l'influence de t_o ayant été étudiée au paragraphe précédent. Afin de limiter l'exposé, quelques échantillons seulement sont analysés ici.

Nous allons examiner les propriétés de cinq grandes gerbes engendrées par des protons de 10^{15} eV, avec $\overline{B} = 3$, $\overline{\eta} = 40\%$, $\lambda_i = 90$ g/cm^2; telles que les multiplicités moyennes M à la première interaction soient multipliées par 1, 2, 5 et divisées par ces mêmes valeurs. Ces gerbes seront désignées par

$\frac{M}{5}$, $\frac{M}{2}$, M, 2M, 5M . Si $\overline{B} = 3$,

B prend (pour la 1ère interaction seulement) les valeurs respectives 0, 6; 1, 5 ; 3 ; 6 ; 15. Les tableaux ci-dessous permettent de comparer les composantes des cinq gerbes près du niveau de la mer (t = 990 g/cm^2) au niveau du Pic du Midi (t = 710 g/cm^2) et à l'altitude de Chacaltaya (t=540 g/cm^2

Composante électronique ($N_e/10^5$)

t(g/cm^2)	$\frac{M}{5}$	$\frac{M}{2}$	M	2M	5M
540	7,23	6,92	6,64	6,28	5,74
710	4,81.10	4,48.10^5	4,25	4,05	3,82
990	1,05.10	1	0,978	0,959	0,943

Composante muonique ($N_\mu/10^4$)

t(g/cm^2)	$\frac{M}{5}$	$\frac{M}{2}$	M	2M	5M
540	2,09	1,95	2,08	2,2	2,32
710	2,9	2,76	2,89	3	3,13
990	3,31	3,17	3,30	3,42	3,54

Composante hadronique $N_h/100$

t(g/cm^2)	$\frac{M}{5}$	$\frac{M}{2}$	M	2M	5M
540	19,2	17,7	17,7	17,7	17,7
710	8,49	8,49	8,49	8,49	8,49
990	2,07	2,07	2,07	2,07	2,07

Distribution latérale électronique ($\Delta_e \times r_o^2$) pour t = 990 g/cm^2

r/r_o	$\frac{M}{5}$	$\frac{M}{2}$	M	2M	5M
0,01	$1,61.10^6$	$1,58.10^6$	$1,58.10^6$	$1,57.10^6$	$1,57.10^6$
0,04	$3,98.10^5$	$3,88.10^5$	$3,84.10^5$	$3,82.10^5$	$3,80.10^5$
0,1	$1,54.10^5$	$1,49.10^5$	$1,47.10^5$	$1,45.10^5$	$1,44.10^4$
0,4	$2,56.10^4$	$2,44.10^4$	$2,38.10^4$	$2,35.10^4$	$2,32.10^4$
1	$4,64.10^3$	$4,40.10^3$	$4,27.10^3$	$4,18.10^3$	$4,1.\ 10^3$
4	$1,32.10^2$	$1,25.10^2$	$1,2.\ 10^2$	$1,17.10^2$	$1,13.10^2$
10	8,21	7,81	7,52	7,28	7,03

Les fluctuations du paramètre B sont pratiquement inefficaces : N_e diminue légèrement quand B augmente, N_μ varie peu, et N_h reste indifférent.

La distribution latérale montre, compte tenu de la précision des enregistrements, qu'il y a peu de chances de distinguer deux gerbes nées d'interactions initiales $\frac{M}{5}$ et 5M. Il en est de même pour toutes les énergies primaires, quel que soit le type moyen d'interaction choisie : il y a donc peu de chances d'accéder en étudiant les grandes gerbes, aux fluctuations de multiplicité, même de forte amplitude.

En revanche, chaque valeur prise par l'inélasticité η lors de la première interaction peut altérer le comportement d'une grande gerbe, comme le révèle la comparaison de quatre gerbes de 10^{15}eV ($\bar{B} = 3$, $\bar{\eta} = 0,4$, $\lambda_i = 90 g/cm^2$) issues d'interactions initiales d'inélasticités successives $\eta = 0$, 40% , 70%, 94%. Comme précédemment, ces gerbes seront désignées

respectivement par : η = 0 ; 0,4 ; 0,7 ; 0,94 et étudiées aux mêmes altitudes.

Composante électronique ($N_e/10^5$)

t (g/cm^2)	η = 0	η = 0,4	η = 0,7	η = 0,94
540	5,74	6,64	6,82	8,12
710	5,79	4,25	2,74	2,87
990	1,7	0,978	0,343	0,237

Composante muonique ($N_\mu/10^4$)

t (g/cm^2)	η = 0	η = 0,4	η = 0,7	η = 0,94
540	1,4	2,08	2,08	2,22
710	2,56	2,89	2,34	2,26
990	3,25	3,3	2,43	2,29

Composante hadronique.

t (g/cm^2)	η = 0	η = 0,4	η = 0,7	η = 0,94
540	2640	1770	527	97,7
710	1240	849	252	47,1
990	367	207	65,8	11,2

Distribution latérale électronique ($t = 990/cm^2$) $\Delta_e \times r_o^2$

r/r_o	$\eta = 0$	$\eta = 0,4$	$\eta = 0,7$	$\eta = 0,94$
0,01	$2,95.10^6$	$1,58.10^6$	$3,7.10^5$	$8,71.10^4$
0,04	$7,19.10^5$	$3,84.10^5$	$9,62.10^4$	$3,34.10^4$
0,1	$2,73.10^5$	$1,47.10^5$	$3,94.10^4$	$1,75.10^4$
0,4	$4,3.10^4$	$2,38.10^4$	$7,43.10^3$	$4,48.10^3$
1	$7,46.10^3$	$4,27.10^3$	$1,51.10^3$	$1,07.10^3$
4	195	120	52	43,1
10	11,5	7,52	3,66	3,2

L'examen des quatre tableaux ci-dessus révèle l'influence importante de η (inélasticité de la première interaction) sur la morphologie d'une grande gerbe.

— N_e augmente en altitude et diminue au niveau de la mer lorsque η croît. La longueur d'absorption de la composante électronique diminue donc considérablement pour des collisions initiales très inélastiques. Au niveau de la mer, la composante muonique diminue d'environ 30 %, ce qui est relativement peu, comparativement aux composantes électroniques ou hadroniques.

— La densité électronique diminue beaucoup lorsque η augmente, ainsi que la pente de la tangente à la distribution près de l'axe.

— Ces effets de η sont les mêmes pour toutes les énergies primaires et pour tous les niveaux d'interaction initiale.

Contrairement aux fluctuations du type I, les fluctuations du type II ne changent rien à l'interprétation statistique de la compilation de mesures expérimentales, normalisées pour un nombre d'évènements élevés, ni à la détermination faite au sous-chapitre III, ou au paragraphe précédent des valeurs moyennes.

Les fluctuations du type II se font autour de la valeur moyenne $\bar{\eta}$ que nous avons déjà déterminée par comparaison avec l'expérience et se traduisent par des fonctions symétriques autour de $\bar{\eta}$ qui est en même temps la valeur la plus probable.

A titre d'exemple, nous avons calculé en utilisant la loi de distribution extrapolée des basses énergies (51) :

$$f(\eta)\, d\eta = -(1+a)^2 (1-\eta) \quad \mathrm{Log}\,(1-\eta)\, d\eta$$

où $a = \sqrt{2}$ la probabilité $p(N_e)$ d'obtenir une taille N_e . La courbe représentative de $p(N_e)$ est tracée sur la figure 57.

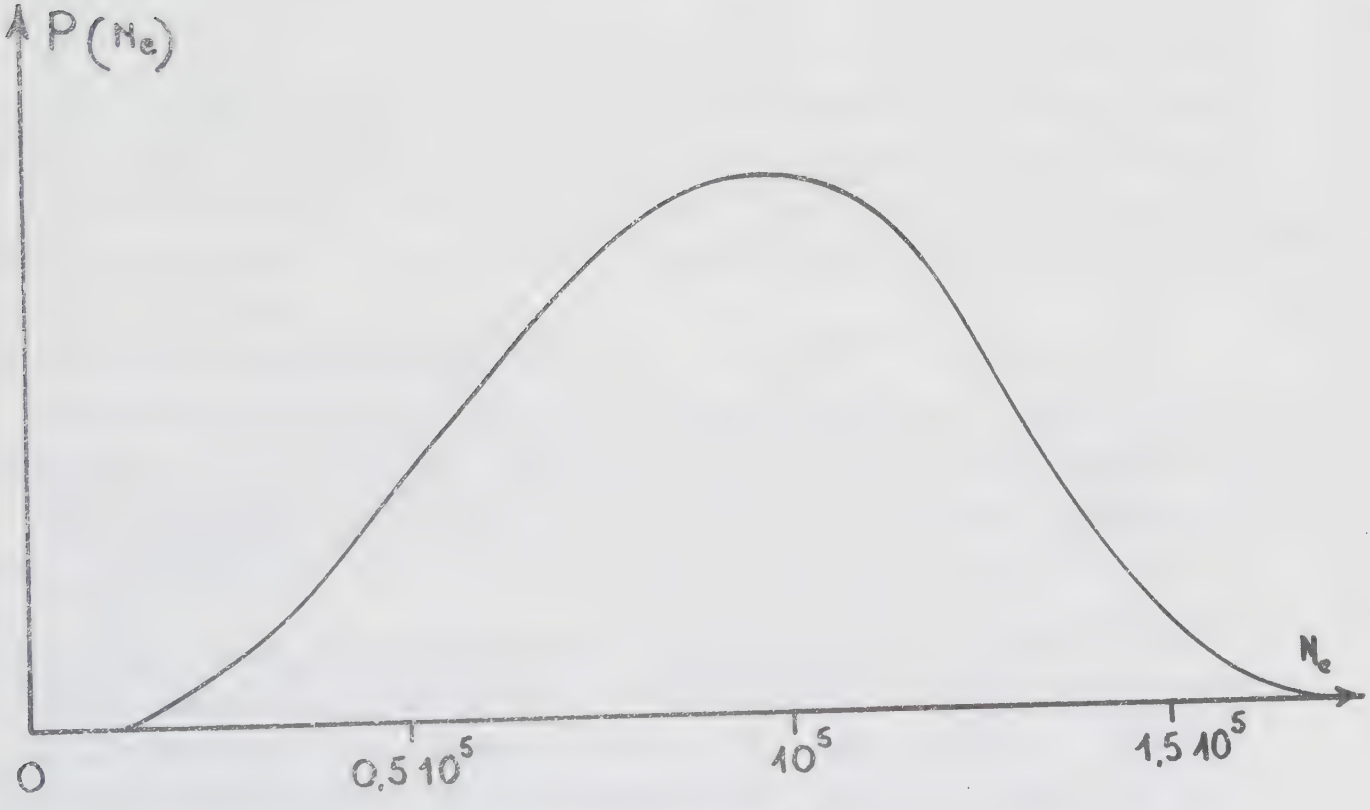


Fig 57

La gerbe moyenne extraite d'un lot de gerbes enregistrées pour des inélasticités différentes est toujours la gerbe engendrée dans les mêmes conditions avec l'inélasticité moyenne.

L'inélasticité de la première interaction ne semble pas accessible à partir des propriétés moyennes des grandes gerbes qui conduisent seulement aux valeurs moyennes des paramètres, compte tenu de l'effet systématique des fluctuations du type I. Une étude individuelle des grandes gerbes peut seule donner des indications sur η. Cette analyse des gerbes une à une exige en outre l'identification de la particule primaire. Comme nous venons de le voir, une valeur élevée de η à la première interaction peut être responsable d'une abondance relative de muons élevée au niveau de la mer. Mais un effet analogue peut être observé si la particule primaire est un noyau au lieu d'être un proton : la relation $N_\mu = K N_e^{0,75}$ établie dans ce chapitre (III.2) laisse en effet présumer d'une augmentation de N_μ pour une même taille. L'énergie de liaison des A nucléons d'un primaire lourd est négligeable devant son énergie E_p et l'hypothèse la plus simple consiste à assimiler la grande gerbe à A gerbes engendrées par des nucléons iso-énergétiques d'énergie E_p/A. Dans cette hypothèse deux gerbes de même taille N_e engendrées, la première par un proton, la seconde par un noyau ont chacune N_1 et N_2 muons de sorte que :

$$N_2 = A^{0,25} \; N_1$$

(De même taille pour l'expérimentateur, ces gerbes ont bien entendu des énergies primaires différentes). L'abondance relative des muons serait ainsi deux fois plus élevée pour un noyau d'Oxygène que pour un proton primaire, mais il suffirait que l'inélasticité de la première interaction de ce dernier atteigne 70 % pour que l'abondance des muons soit la même.

D'autres caractéristiques des grandes gerbes sont sensibles à la fois aux fluctuations du type I et II et à la nature de la particule primaire : il importe donc, afin d'éviter toute confusion dans la détermination des noyaux primaires à partir des grandes gerbes, de mettre en évidence des critères permettant de distinguer une gerbe engendrée par un noyau d'une gerbe engendrée par un proton, altérée par des fluctuations du type I ou II. Une analyse comparée sera faite dans ce sens au chapitre IV, après une étude préalable des propriétés des gerbes engendrées par des noyaux. Dans la mesure où les noyaux primaires sont moins nombreux que les protons, ces gerbes apparaissent à l'observateur comme des gerbes de comportement anormal dû à des fluctuations d'un troisième type.

IV - 3- Les gerbes engendrées par des noyaux primaires (Fluctu--ations du type III) :

Notre méthode de simulation se prête au calcul d'une grande gerbe pour tous les types d'interactions Noyau-Noyau possibles. Bien que divers modèles de cette interaction, allant de la fragmentation en plusieurs étapes du noyau incident sur plusieurs cibles à une interaction unique d'un nucléon avec la première cible, puissent être envisagés, nous utiliserons pour une étude fondamentale le modèle très simple, baptisé modèle de superposition de caractéristiques suivantes : La section efficace augmente avec le nombre de nucléons de la particule incidente, et le libre parcours moyen prend les valeurs successives λ_α = 46,5 g/cm^2 pour des noyaux d'Hélium, λ_{Be} = 31,5 g/cm^2 pour un noyau de Beryllium, λ_{Fe}=18g/cm^2 pour un noyau de Fer, λ_u = 10 g/cm^2 pour un noyau d'Uranium (52) (53).

L'énergie de liaison étant négligeable devant l'énergie E_p, chaque nucléon d'énergie E_p/A est censé provoquer sa propre interaction nucléon-noyau, ce qui conduit à l'hypothèse d'une grande gerbe constituée de A gerbes élémentaires superposées engendrées par A nucléons d'énergie E_p/A après un parcours moyen du noyau (comportement normal).

La loi de multiplicité des particules créées lors de la première interaction prend la forme :

$$M = A.B\ (E_p/A)^{0,25} = A^{0,75}\ B\ E_p{}^{0,25}$$

En injectant dans l'atmosphère des noyaux de plus en plus lourds α, Be, Fe, U, nous obtenons quatre grandes gerbes que nous allons comparer entre elles et avec une gerbe témoin engendrée par un proton (comportement normal).

La particule primaire, nucléon ou noyau, possède toujours la même énergie E_p et l'interaction est caractérisée par les valeurs moyennes des paramètres : pour chaque primaire, il est tenu compte de l'absorption correspondante et des couches atmosphériques différentes traversées.
La figure 58 représente pour $E_p = 10^{15}$ eV, en plus du développement longitudinal témoin (gerbe engendrée par le proton), le développement longitudinal des gerbes créées par les quatre noyaux choisis : l'influence de A y apparaît clairement ainsi que dans les tableaux ci-dessous.

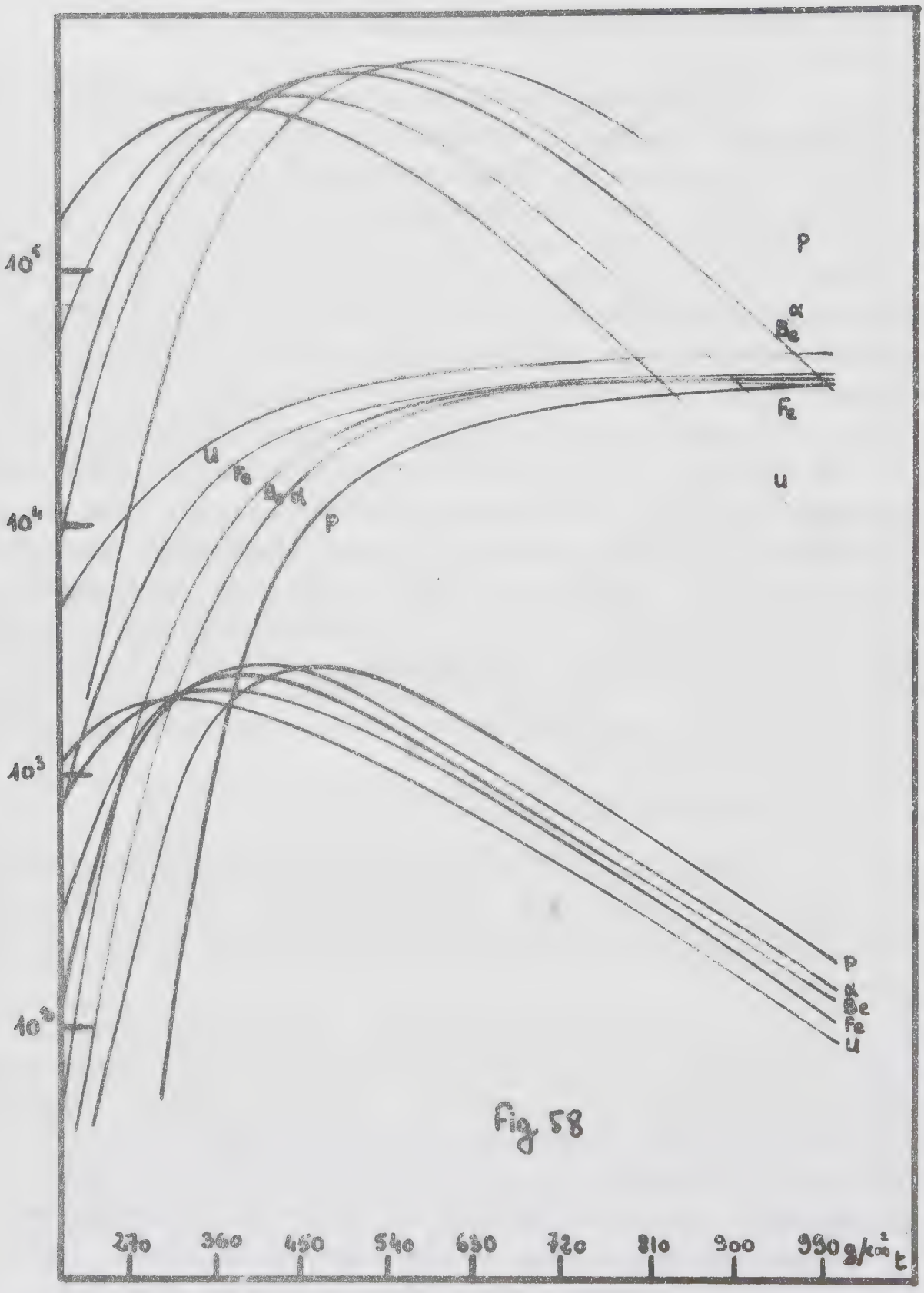

10^5
10^4
10^3
10^2
P
α
Be
Fe
U
U
Fe
Be
α
P
P
α
Be
Fe
U
270
360
450
540
630
720
810
900
990
g/kmol
t

Fig 58

Composante électronique ($N_e/10^5$).

$t(g/cm^2)$	540	710	990
A = 1	6,1	4,4	0,975
A = 4	5,5	2,65	0,51
A = 9	5,1	2,21	0,40
A = 56	3,3	1,15	0,19
A = 238	2,07	0,68	0,095

Composante hadronique ($N_h/10^2$)

$t(g/cm^2)$	540	710	990
A = 1	20	8,4	2,07
A = 4	13,6	6	1,88
A = 9	12,1	5,3	1,65
A = 56	11,2	4,9	1,4
A = 238	9	3,8	1,05

Composante muonique ($N_\mu/10^4$)

$t(g/cm^2)$	540	710	990
A = 1	2	2,6	3,35
A = 4	2,45	3,1	3,5
A = 9	2,9	3,3	3,8
A = 56	3,05	3,4	3,96
A = 238	3,6	4,15	4,6

La distribution latérale est également affectée dans le même sens. La loi de distribution latérale électronique (pour t = 990) g/cm^2 est tracée sur la figure 59 : la courbe témoin révèle la distribution latérale électronique d'une gerbe de comportement moyen engendrée par un proton.

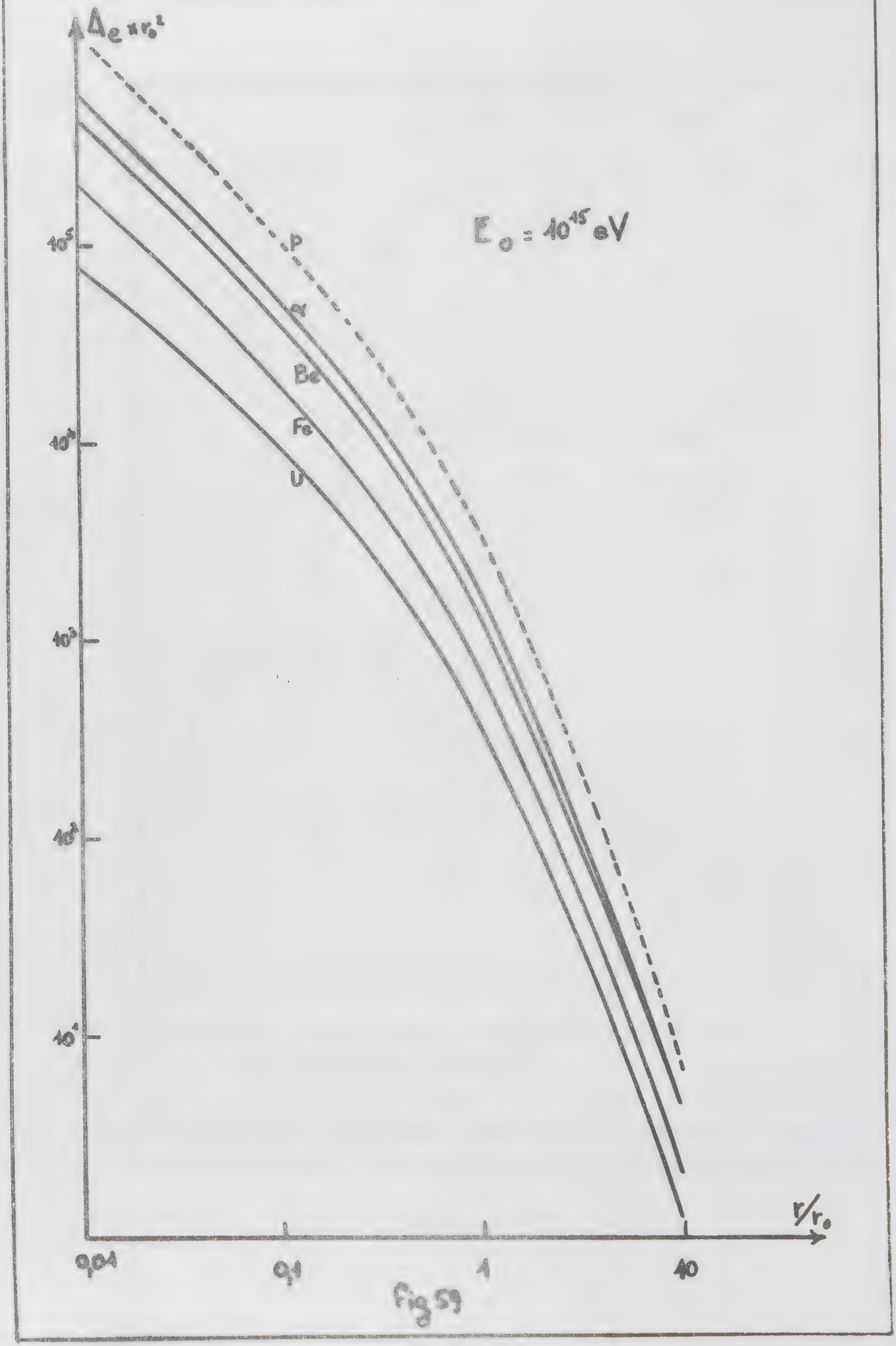

$\Delta_e \times r_0^2$
$E_0 = 10^{15}$ eV
P
α
Be
Fe
U
10^{-5}
10^{-4}
10^{-3}
10^{-2}
10^{-1}
r/r₀
0,04
0,1
1
10

Fig 59

Densité latérale électronique ($\Delta_e \times r^2$)

	A = 1	A = 4	A = 9	A = 56	A = 238
r = 10m	6.10^4	$2,8.10^4$	$2,2.10^4$	$1,2.10^4$	$5,3.10^3$
r = 100m	$1,2.10^3$	6.10^2	$4,1.10^2$	$2,4.10^2$	$1,35.10^2$
r = 400m	60	30	23	14	7,5

La disparité des types de grandes gerbes obtenues pour chaque type de primaire augmente régulièrement avec A.

Les composantes électroniques et hadroniques sont absorbée sur un parcours d'autant plus long que A est élevé. N_{max} diminue pour les primaires lourds, ainsi que T_{max}. A haute altitude , les muons sont beaucoup plus abondants lorsque le primaire est un noyau et N_μ , au niveau de la mer augmente légèrement avec A. Les longueurs d'absorption pour les électrons et les hadrons sont peu affectées par A. N_e au niveau de la mer diminue considérablement quand A augmente, ainsi que N_h, ce dernier diminuant beaucoup moins. N_e est divisé par 10 quand A passe de 1 à 238 et N_h est divisé par 2 dans les mêmes conditions. Nous verrons, dans le prochain paragraphe, que les fluctuations du type I sont négligeables lorsque le primaire est un noyau. En revanche, la courbe témoin tracée sur la figure 58 correspond au comportement normal d'une gerbe engendrée par un proton : aussi, le contraste pour l'expérimentateur qui enregistre le comportement moyen sera-t-il d'autant plus grand en cas d'arrivée accidentelle de primaires lourds, et, à fortiori, si pour certaines énergies il existe exclusivement des noyaux primaires. Pour deux gerbes engendrées l'une par un noyau d'Uranium, l'autre par un proton de même énergie, la première aurait ainsi 20 fois moins d'électrons, 3 fois moins d'hadrons et 25 % de muons, en plus, que la seconde au niveau de la mer.

La diminution de N_e se traduit finalement pour l'observateur par une forte augmentation de l'abondance relative muons, électrons, ainsi que par une diminution de l'abondance hadrons- muons.

La variation avec A de N_e, N_μ, N_h est décrite par des lois de puissance pour $E_p = 10^{15}$ eV

$$N_e = K_1 \; A^{-0,40}$$

$$N_\mu = K_2 \; A^{0,06}$$

$$N_h = K_3 \; A^{0,012}$$

(Ces relations avec $K_1 = 97\,800$, $K_2 = 33\,000$, $K_3 = 207$ conviennent pour A = 1 si le comportement normal est considéré).

Toujours pour la même énergie $N_\mu/N_e = 0,338 \; . \; A^{0,44}$

Nous avons vu que pour les fluctuations du type I, l'abondance relative des muons était supérieurement bornée. (cas d'une première interaction pour t = 0). Dans le cas des hypothèses faites sur le modèle de superposition, cette borne supérieure est dépassée dès que A = 3. Il n'y aurait donc aucune chance de confondre une gerbe engendrée par un proton ayant subi une fluctuation de type I avec une gerbe engendrée par un noyau pour $A \geq 4$. En revanche, la même abondance relative de muons que pour une particule α primaire caractérise une gerbe engendrée par un proton ayant subi une fluctuation de type II. Si l'inélasticité prend accidentellement, à la première interaction la valeur $\eta = 60\ \%$, l'augmentation de $\frac{N_\mu}{N_e}$ ne saurait être interprétée comme l'indice de l'arrivée exclusive de noyaux primaires lourds. La mise en évidence de la présence de ces noyaux exige d'autres critères ou des séquences de "tests" qui seront précisées dans le chapitre IV.

Les propriétés générales des gerbes d'origine nucléaire restent les mêmes lorsque l'énergie augmente, le contraste avec les gerbes d'origine nucléoniques s'atténuant très lentement.

L'abondance relative des muons diminue de la sorte avec N_e et augmente avec A suivant la loi :

$$\frac{N_\mu}{N_e} = 0,09 \quad \left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{-0,25} \qquad A^{0,44}$$

$$A \geq 2 \qquad\qquad 10^4 \leq N_e \leq 10^8$$

Les résultats de l'examen des distributions latérales simulées pour des noyaux ne font que confirmer les résultats de l'étude du développement longitudinal. Ces distributions sont représentées sur la figure 59 pour les électrons ($E_p = 10^{15}$ eV). C'est surtout la densité absolue qui diminue avec A. Les gerbes deviennent en outre légèrement plus âgées quand A augmente.

A haute altitude (Chacaltaya), le profil de la distribution latérale électronique devient pratiquement indépendant de A. De plus, la composante électronique est d'autant moins riche en électrons de haute énergie que A est élevé.

Le nombre et la densité (pour r = 3,2 m) des électrons de plus de 1 GeV au niveau de la mer pour des gerbes engendrées par des protons, des noyaux d'Hélium et de Fer sont consignés dans les tableaux ci-dessous :

N_e ($\varepsilon \geq 1$ GeV).

Primaire	$E_p = 10^{15}$ eV	$E_p = 10^{17}$ eV
P	$1,66.10^3$	$4,5.10^5$
α	564	$1,96.10^5$
Fe	0	$1,03.10^5$

Δ_e Xr_o^2 ($\varepsilon \geq 16$ eV) r = 3,2m

Primaire	$E_p = 10^{15}$ eV	$E_p = 10^{17}$ eV
P	8.10^3	$2,04.10^6$
α	$1,53.10^3$	$7,77.10^5$
Fe	0	$3,57.10^5$

IV- 4- Les fluctuations du type I subies par les gerbes engendrées par des noyaux :

Tout comme les gerbes engendrées par des protons, les gerbes issues de noyaux primaires subissent des fluctuations du type I. En utilisant les relations du paragraphe IV-2 du chapitre I, il estaisé de calculer, en fonction du libre parcours moyen du noyau considéré, la loi de répartition $\varphi_A(Z)$ dans l'atmosphère des divers niveaux qui seront le théâtre de la première intéraction.

Les probabilités $\varphi_\alpha(Z)$ et $\varphi_{Fe}(Z)$ d'observer l'évènement initial à une altitude Z sont représentées graphiquement sur la figure 60. $\varphi_A(Z)$ s'annule, à gauche, d'autant plus vite que A est élevé, (Cf. fig. 13 chap. I) et décroît plus fortement pour les altitudes telles que $t \leq \lambda_A$.

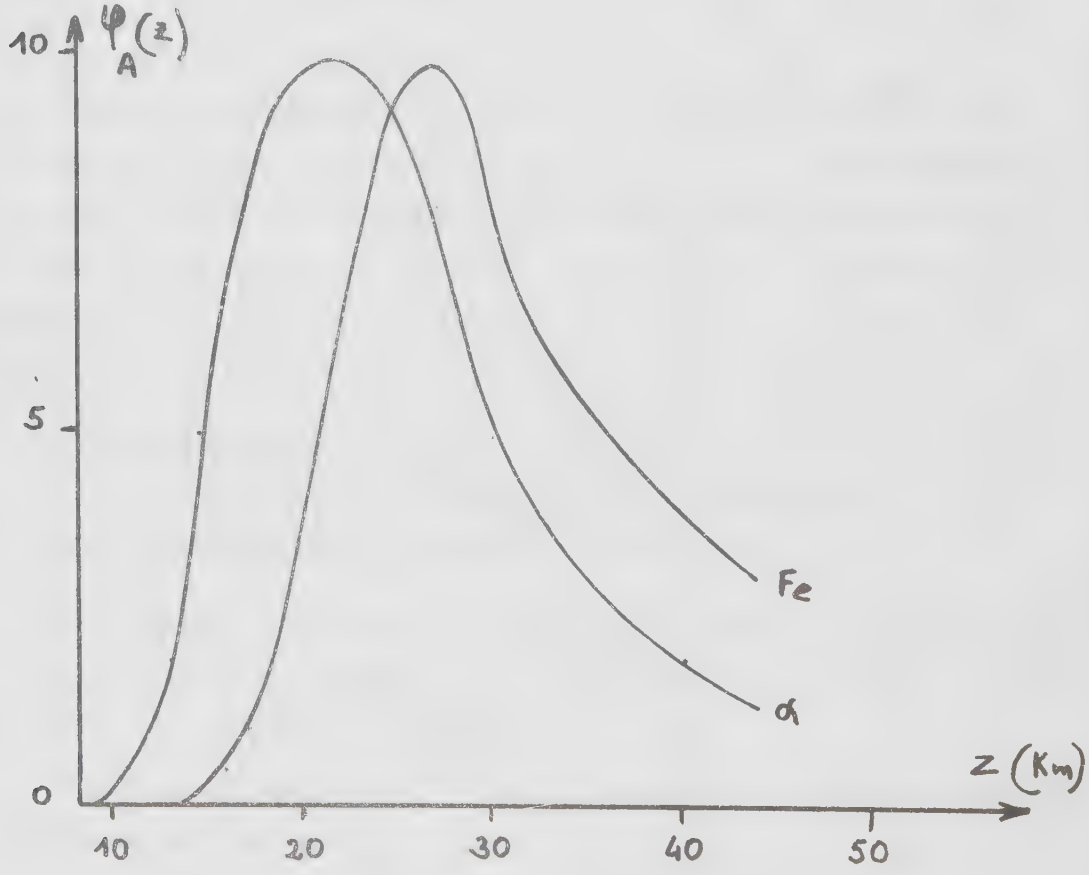


Fig 60

$P(N_e, E_p)$, probabilité d'observer au niveau de la mer une grande gerbe de taille pour un noyau primaire d'énergie E_p se calcule comme dans le premier paragraphe de ce sous-chapitre.

L'injection dans l'atmosphère de noyaux d'Hélium ou de fer d'une même énergie de 10^{15} eV, par exemple, donne en fonction de l'altitude Z_o de l'interaction génératrice des valeurs suivantes de N_e (pour t = 990g/cm^2)

α primaire : $E_p = 10^{15}$ eV

Z_o (Km)	41	30	27	22	16,6	15	13,2	12	10,4	8
t_o(g/cm^2)	2	12	20	45	94	120	162	195	246	350
$N_e/10^4$	3,9	4	4,08	5,4	7,4	8,5	10,5	14	18,6	33

noyau Fe primaire : Ep = 10^{15}eV

Z_o(Km)	40	36	31,5	26,5	22,8	20,6	18,2	17	15,8	14
t_o(g/cm^2)	2	5	10	18	36	50	74	88	106	144
$N_e/10^4$	1,80	1,83	1,95	2,01	2,4	2,58	3	3,2	3,8	5

L'attribution à chacune des gerbes, de poids statistiques relatifs à chaque niveau t_o, conduit à $P(N_e, 10^{15}$ eV) pour des α et des noyaux de Fer primaire (Fig 60 bis).

$P(N_e, 10^{15}$ eV) est tracée sur la fig. 56 pour des protons et pour les deux noyaux primaires qui viennent d'être envisagés. Ainsi que nous l'avons constaté pour toutes les énergies E_p, cette figure révèle une réduction considérable des fluctuations de N_e quand A augmente, à tel point qu'il devient inutile de distinguer les valeurs moyennes des valeurs les plus probables : les propriétés des gerbes engendrées par des noyaux seront donc assez bien restituées par une étude limitée au comportement idéal ($\bar{t}_o \# \lambda_A$), et les fluctuations du type I pourront être négligées pour ces dernières. Une forte réduction des fluctuations de N_e (à N_μ constant) serait ainsi l'indice de présence exclusive de noyaux dans le spectre primaire, nonobstant toute fluctuation du type II subie par une gerbe engendrée par un noyau.

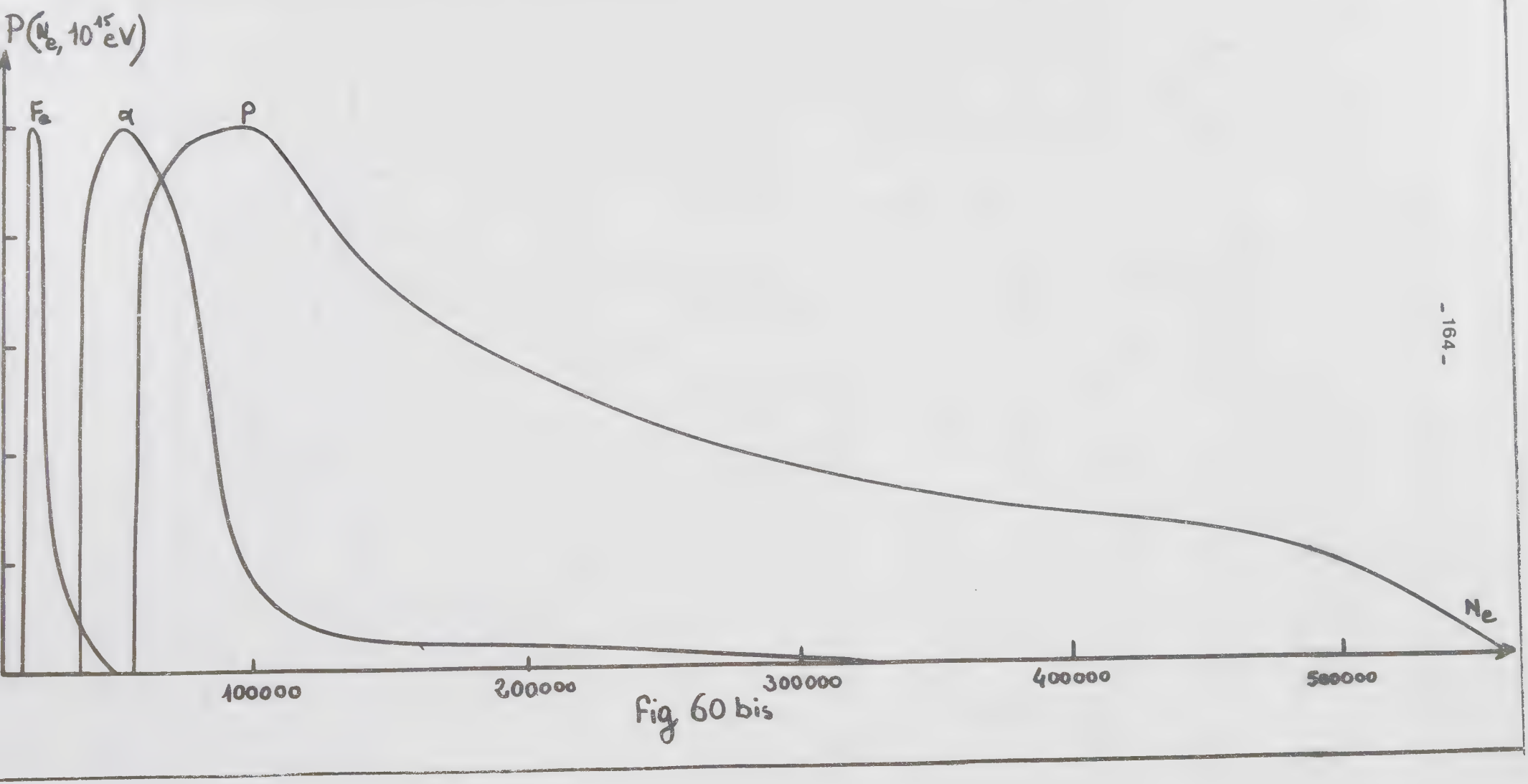


Fig 60 bis

IL est difficile de présumer de ces fluctuations du type II pour les gerbes issues de noyaux primaires (fluctuations dues à l'interaction noyau-noyau), alors que les fluctuations de l'interaction nucléon-noyau sont très mal connues. Nous nous dispenserons de leur étude (bien qu'elle ne soit pas impossible par notre méthode de simulation), en remarquant qu'il s'agit là d'un phénomène relativement rare. Ce genre d'évènement est en effet caractérisé par une triple probabilité composée ; probabilité d'observer l'arrivée d'un noyau primaire, probabilité d'interaction à une altitude donnée, probabilité pour que les paramètres B et η de la première interaction possèdent des valeurs déterminées. Ces probabilités partielles, en particulier la première, sont peu élevées et la valeur de leur produit ne confère pas dans l'étude des grandes gerbes un intérêt primordial à ce phénomène.

Nous avons en outre assimilé l'interaction noyau-noyau à la superposition d'interactions nucléon-noyau dont les fluctuations individuelles en se compensant statistiquement justifient l'ignorance des fluctuations du type II pour les gerbes d'origine nucléaire.

IV-5- Les grandes gerbes engendrées par des antiprotons :

Une autre cause d'altérations de la configuration habituelle d'une grande gerbe réside dans l'arrivée éventuelle de corpuscules primaires autres que ceux qui ont été envisagés jusqué là. Dans le cas d'antiprotons primaires, la collision initiale $\bar{p}$-noyau peut être à l'origine des différences en gerbes d'origines nucléonique et anti-nucléonique. S'il est admis que le théorème de Landau-Pomeranchuk n'est pas violé dans notre domaine d'énergie (nous verrons plus loin que certaines propriétés des grandes gerbes permettent de le vérifier), l'altitude de cette collision est répartie dans l'atmosphère comme pour un proton, les fluctuations du type I étant parfaitement identiques pour les gerbes issues d'antiprotons ou de protons. Rien ne permet de distinguer les gerbes des deux origines lorsque la collision $\bar{p}$-N a l'aspect d'une intéraction inélastique : en revanche, chaque fois que l'état final de cette collision est une annihilation, la gerbe résultante risque de refléter l'hérédité de l'acte initial. Aux énergies des accélérateurs, les sections efficaces d'interactions et d'annihilation pour des anti-nucléons incidents sont de même ordre de grandeur (54) (55), la pionisation intervenant le plus souvent dans le cas de l'annihilation (57)(58). Dans l'hypothèse de probabilités d'interaction et d'annihilation équivalentes, le processus d'annihilation devient rapidement prépondérant pour les interactions successives des grandes gerbes.

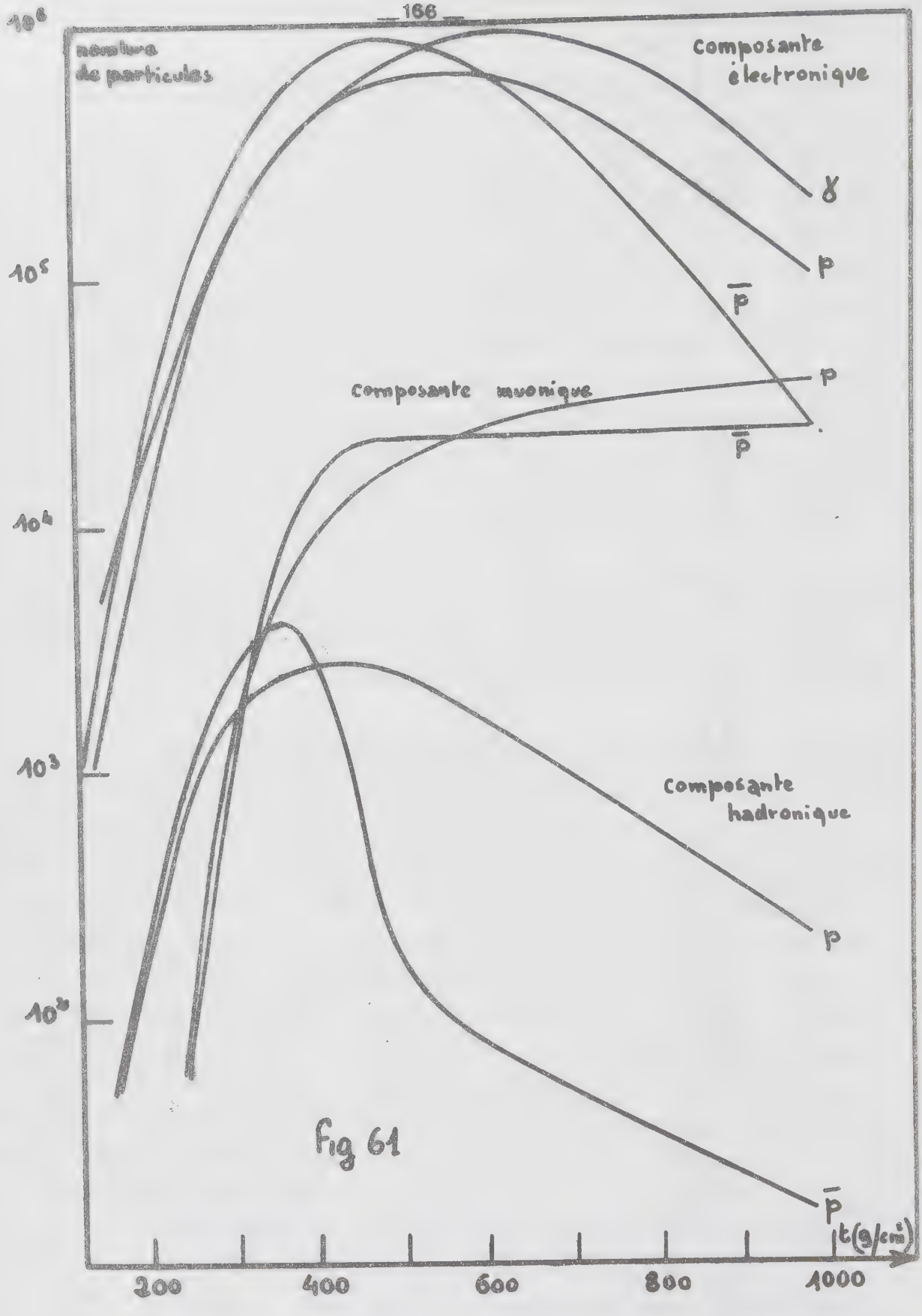

10^6
nombre de particules
composante électronique
γ
p
$\bar{p}$
composante muonique
p
$\bar{p}$
10^5
10^4
10^3
composante hadronique
p
10^2
$\bar{p}$
t (g/cm²)
200
400
600
800
1000

Fig 61

L'antiproton incident ne survit que s'il y a interaction. Après K interactions, la probabilité de survie de l'antiproton est $(\frac{1}{2})^K$: les chances d'observer alors une interaction diminuent aux altitudes moyennes, rapidement, et la compétition tourne à l'avantage d'une annihilation à haute altitude, entrainant une consommation accrue de l'énergie primaire.
En supposant que l'acte initial était une annihilation au cours de laquelle toute l'énergie primaire était répartie sur les pions secondaires, nous avons simulé des grandes gerbes pour plusieurs énergies primaires. Cette distribution de l'énergie primaire est le cas limite d'une interaction totalement inélastique ($\eta = 1$), et, comme nous avons vu que dans ces conditions la multiplicité des particules secondaires jouait peu, nous pouvons identifier une gerbe née d'une annihilation initiale à une gerbe ayant subi une fluctuation du type II au cours de laquelle η atteint sa borne supérieure.
Une gerbe engendrée par un pion d'origine extra-atmosphérique serait semblable à celle que crée un anti-proton, mais la probabilité d'arrivée d'un pion primaire est négligeable en raison de sa faible durée de vie.
Sur la figure 61, nous avons reproduit le développement longitudinal d'une gerbe engendrée par un anti-proton et, à titre comparatif, celui d'une gerbe engendrée par un proton ainsi que la composante électronique d'une cascade photonique pure. (Les trois corpuscules primaires possèdent la même énergie $E_p = 10^{15}$ eV).
La figure 62 représente les distributions latérales électroniques des deux premières grandes gerbes. Une étude comparée menée pour toutes les énergies nous a permis de préciser dans ces hypothèses les propriétés éventuelles des gerbes de source immatérielle :

— Le nombre de particules au maximum est plus élevé, mais la composante électronique est fortement absorbée ; le nombre d'électrons au niveau de la mer est 5 fois plus faible que pour un proton primaire.

— Le nombre de muons est légèrement plus faible au niveau de la mer (environ 30 % au moins) et la composante hadronique est presque annihilée (14 fois moins d'hadrons). Cette composante hadronique est, au contraire, plus riche à haute altitude : sa suralimentation s'explique par l'énergie gaspillée dans l'annihilation.

— Le profil de la distribution latérale est celui d'une gerbe "agée", la densité électronique étant moins élevée près de l'axe et décroissant moins rapidement quand η augmente.

En résumé, ces gerbes apparaissent à l'observateur situé au niveau de la mer comme des gerbes riches en muons et pauvres en hadrons.

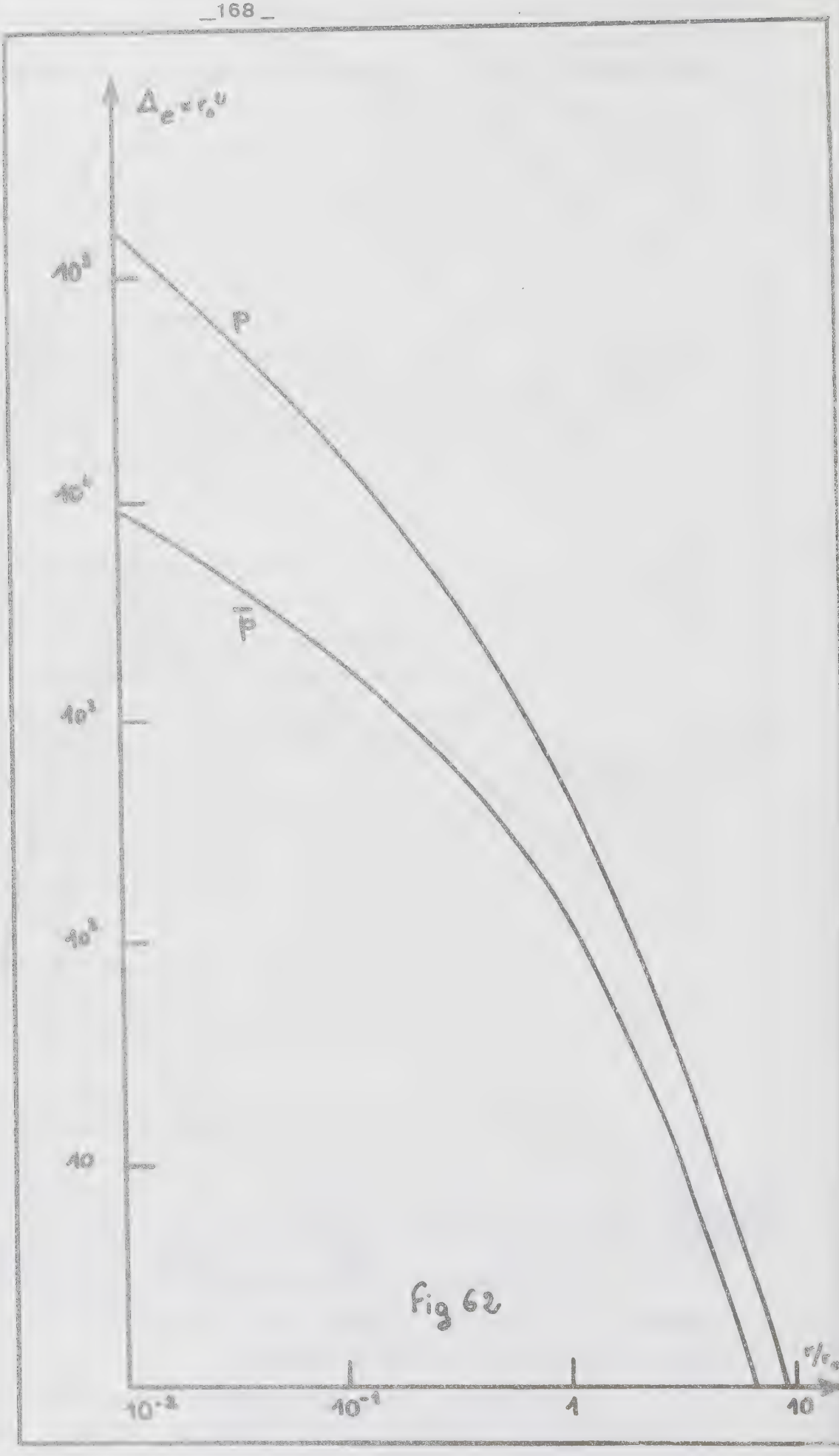


Fig 62

Compte tenu des fluctuations du type I, l'abondance moyenne muons-électrons pour ces gerbes devrait varier comme :

$$\overline{\left(\frac{N_\mu}{N_e}\right)} = 23\,000\left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{-0,25}$$

et l'abondance hadrons-électrons comme :

$$\overline{\left(\frac{N_h}{N_e}\right)} = 25.\left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{-0,08}$$

L'arrivée d'électrons ou de π_o primaires se ramène à une simple étude de cascade photoélectronique. Nous n'envisageons pas non plus le cas de neutrinos primaires : malgrè l'éventualité d'une section efficace croissante (59) avec l'énergie, la probabilité d'obtenir par les processus connus un neutrino d'énergie suffisante pour que sa section efficace soit comparable à celle du proton (de l'ordre de 10^{17} eV) est parfaitement négligeable. D'autres fluctuations peuvent venir de la nature de la cible. Celle-ci est d'ordinaire un noyau d'azote. Si cette cible est un noyau d'oxygène, le résultat de l'interaction est à peu près le même en vertu du nombre de nucléons voisin de ces deux noyaux et ce type de fluctuation peut être négligé. L'abondance des autres éléments (hydrogène, Argon,...) dans l'atmosphère est également trop faible pour que le cas où ils constituent des cibles mérite d'être examiné.

CHAPITRE IV

L'APPLICATION DE LA METHODE DE SIMULATION A LA PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES ET A L'ASTROPHYSIQUE.

Ce chapître est consacré à l'exploitation pratique de l'analyse expérimentale des grandes gerbes. Les connaissances générales acquises dans le chapître III seront utilisées et quelquefois précisées en vue d'une meilleure adéquation entre simulation et expérience.
Pour rendre les confrontations plus aisées, l'énergie primaire E_p inconnue de l'expérimentateur sera souvent éliminée ; les propriétés des gerbes considérées seront exprimées en fonction d'une de leurs caractéristiques physique comme la taille ou le nombre de muons.

La méthode de simulation a révélé l'existence de corrélations entre certaines propriétés moyennes des grandes gerbes et certaines caractéristiques moyennes de l'interaction nucléaire de haute énergie, ainsi que celle de relations avec l'énergie et l'identité du corpuscule primaire. L'existence de fluctuations considérables subies par les grandes gerbes pouvait néanmoins jeter quelques doutes sur les possibilités d'utilisation de ces corrélations dans la pratique. L'étude de l'influence de ces fluctuations nous a apporté une meilleure connaissance de la phénoménologie de ces grandes gerbes. En raison des fluctuations du type I, il faudra prendre des précautions particulières pour interpréter les propriétés moyennes d'une grande gerbe, obtenue par normalisation d'un nombre élevé d'enregistrements expérimentaux, ainsi que pour évaluer l'énergie primaire.

Plus difficile, mais sans doute encore plus riche en enseignements dans l'avenir, l'interprétation des gerbes individuelles sera tentée en tenant compte de l'influence composée des fluctuations du type I et II. Appliquée ainsi, la méthode de simulation se présente comme l'unique voie d'accès à la Physique des Hautes Energies (énergies supérieures à 10^{14} eV) et à l'Astrophysique des Hautes Energies jusqu'à 10^{20} eV.

IV-I METHODES D'INVESTIGATION EN PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES.

1) L'accès aux valeurs moyennes de chacun des paramètres de l'interaction nucléaire de haute énergie. (entre 10^{13} eV et 10^{20} eV)

Une propriété moyenne des grandes gerbes dépend en général de toutes les valeurs moyennes des paramètres de l'interaction nucléaire. Certains traits particuliers extraits de la statistique expérimentale se sont avérés (chapitre III) très sensibles à un nombre réduit de ces paramètres (quelquefois à un seul) et peu sensibles aux autres (chapitre III). Une première confrontation avec l'expérience nous a permis d'évaluer les valeurs moyennes de ces paramètres, l'interaction nucléaire moyenne étant accessible par approximations successives. Pour arriver à une véritable détermination de ces valeurs, il faut préciser l'aspect quantitatif de cette sensibilité dans chaque cas. Nous mettrons en évidence, en les appliquant lorsque les mesures expérimentales ont déjà été effectuées, les méthodes les plus précises de détermination des valeurs moyennes $\overline{\eta}$, $\overline{B}$, $\overline{\lambda_i}$, $\overline{P_t}$.

a) L'inélasticité moyenne de l'interaction nucléaire $\overline{\eta}$:

Nous avons vu au chapitre précédent que l'absorption de la composante électronique et la configuration de sa distribution latérale dépendent essentiellement de ce paramètre. Trois critères tirés des calculs semblent applicables aux mesures expérimentales pratiquées jusque là au niveau de la mer : ils portent sur le rapport moyen des densités électroniques mesurées à faible distance ($r_1 \leqslant 10$ m) et à grande distance ($r_2 \geqslant 80$m) δ_{r_1,r_2}, le rapport moyen $\overline{d}_{r_1} = r_o^2 \times \frac{\Delta_{e(r_1)}}{Ne}$ lié à la densité près de l'axe en fonction de la taille, sur la longueur d'absorption moyenne $\overline{L}$ de la composante électronique. Les valeurs moyennes $\overline{\delta}$, $\overline{d}$, $\overline{L}$, sont tirées des mesures de δ, d, L pour plusieurs milliers de grandes gerbes de même taille Ne. La gerbe moyenne résultant de ces mesures doit être comparée avec une gerbe simulée tenant compte de l'influence naturelle des fluctuations du type I. Sans tenir compte de ces dernières les courbes des figures 63 et 64 montrent comment $\delta_{2,100} = \frac{\Delta_{e(2m)}}{\Delta_{e(100m)}}$ varie en fonction de η pour diverses valeurs des autres paramètres B et λ_i.
Une première confrontation avec l'expérience nous a conduit à estimer $\overline{\eta}$ à 0,4 environ (60). L'influence des autres paramètres, sur $\overline{\delta}$ par exemple, peut

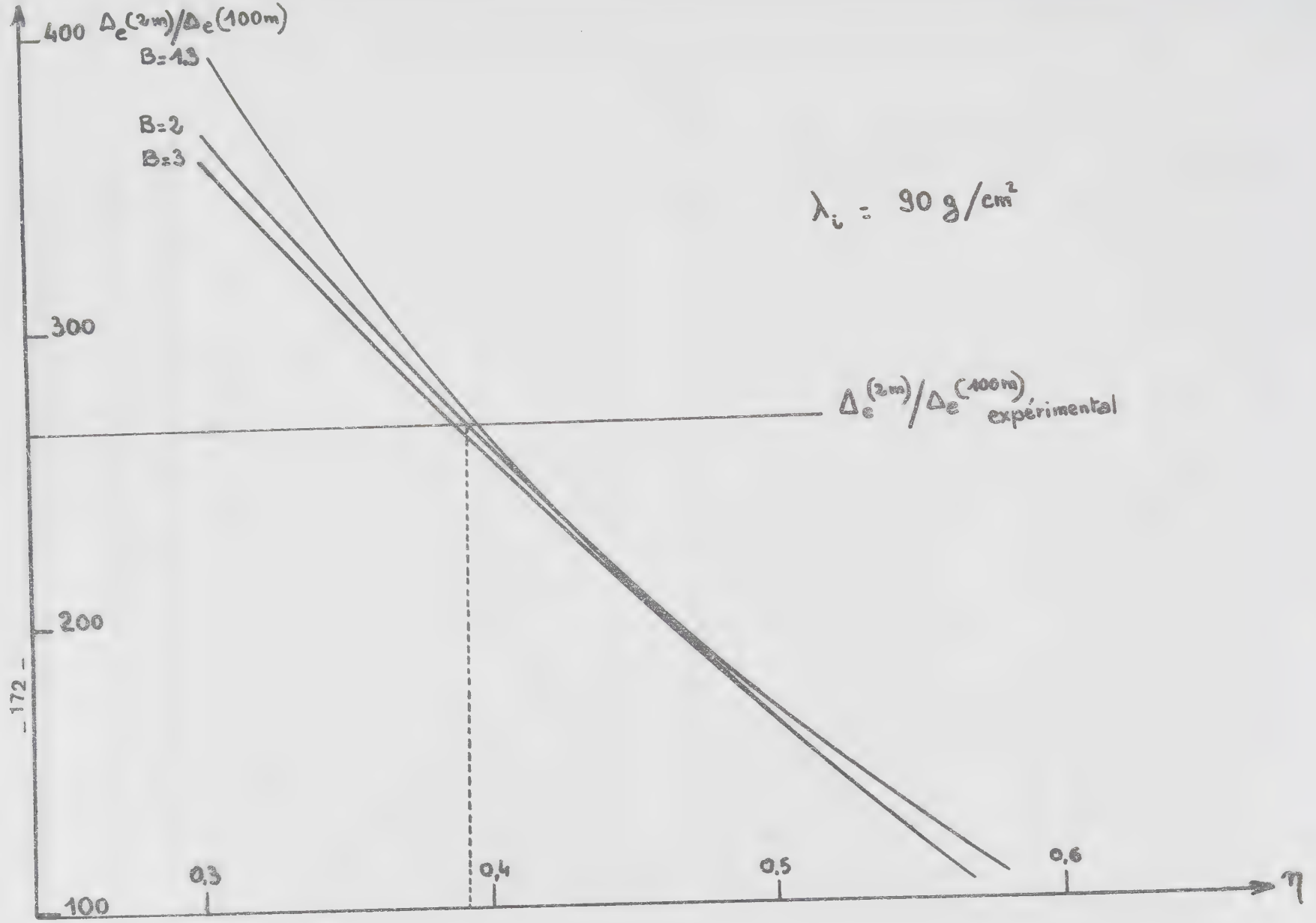
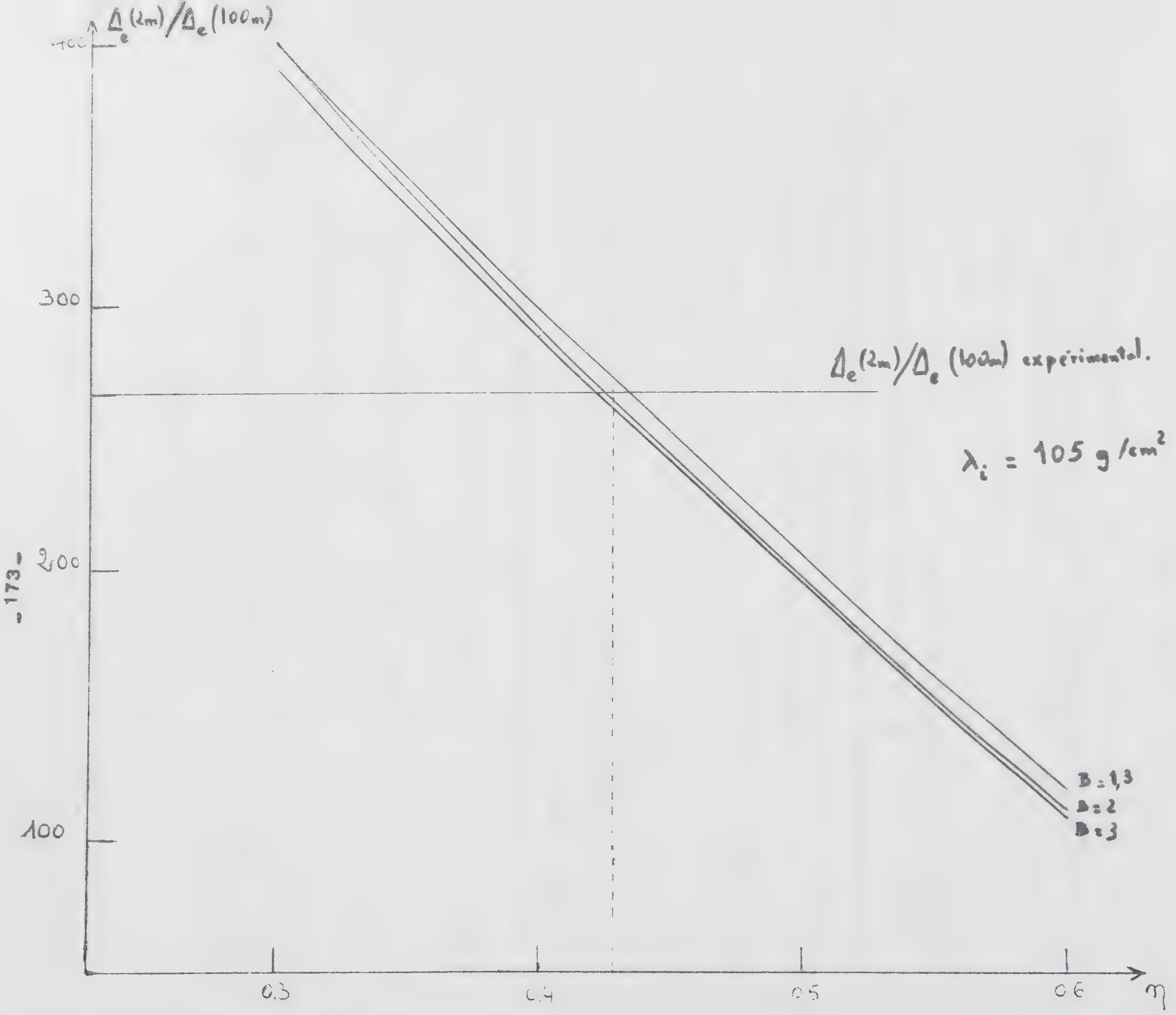

400
$\Delta_e^{(2m)}/\Delta_e(100m)$
B=1.3
B=2
B=3
$\lambda_i = 90\ g/cm^2$
300
$\Delta_e^{(2m)}/\Delta_e^{(100m)}$ expérimental
200
172
0.3
0.4
0.5
0.6
100
η

fig 63


$\Delta_e(2m)/\Delta_e(100m)$
400
300
200
100
$\Delta_e(2m)/\Delta_e(100m)$ experimental.
$\lambda_i = 105\ g/cm^2$
B = 1,3
B = 2
B = 3
0.3
0.4
0.5
0.6
η

être négligée en première approximation. Lorsque $\bar{B}$ est compris entre 2 et 4 la valeur moyenne de $\bar{\eta}$ est déterminée à moins de 1 % de sa valeur.
Si l'on admet

$$75 \text{ g/cm}^2 \leqslant \bar{\lambda}_i \leqslant 105 \text{ g/cm}^2 ,$$

$\bar{\eta}$ est encore déterminé à 6 % près, quelles que soient les valeurs prises par $\bar{B}$ et $\bar{\lambda}_i$. En tenant compte de l'origine moyenne de la gerbe à plus basse altitude due à l'influence moyenne des fluctuations du type I, nous avons obtenu la relation :

$$\bar{\delta}_{2-100} = (657 - 955\bar{\eta}) \left(\frac{Ne}{10^5} \right)^{0,04}$$

qui conduit à $\bar{\eta} = 0,42 \pm 0,03$ pour 10^{15} eV$\leqslant E_p \leqslant 10^{16}$ eV. ($N_e = 10^6$ particules), la valeur expérimentale étant $\bar{\delta}_{2-100} = 266$ (61)
Si les fluctuations du type I sont négligées, $\bar{\eta}$ est légèrement sous-estimé.
La mesure de la valeur expérimentale de δ_{r_1,r_2} présente de nombreux avantages. La position exacte de l'axe d'une grande gerbe est mal connue et il y a erreur sur la distance r à laquelle on mesure la densité électronique. Cette erreur est la même pour les deux distances r_1 et r_2, puisque il s'agit chaque fois de la même grande gerbe, et $\delta_{r_1,r_2} = \Delta_e(r_1) / \Delta_e(r_2)$

est obtenu avec plus de précision que $\Delta_e(r_1)$ et $\Delta_e(r_2)$. Cet avantage ne se retrouve pas dans la mesure de $\bar{d}$ ni de $\bar{L}$.
$\bar{\delta}$, $\bar{d}$, $\bar{L}$, tout en dépendant essentiellement de $\bar{\eta}$, dépendent légèrement de λ_i dont la valeur moyenne module l'influence de $\bar{\eta}$.

L'influence de $\bar{B}$, en revanche, peut toujours être négligée car elle n'affecte, dans la limite de 1 %, aucune des valeurs expérimentales qui viennent d'être envisagées.

En tenant compte, encore, de l'influence naturelle des fluctuations de type I, nous avons pu résumer l'influence de $\bar{\eta}$ et $\bar{\lambda}$ par les trois formules analytiques :

$$(1)\ \bar{\delta}_{3,80} = (113 + 1,24\bar{\lambda} - 299\,\bar{\eta}) \left(\frac{Ne}{10^5} \right)^{0,02}$$

$$(2)\quad \bar{d}_3 = (7{,}16 + 0{,}0194\,\bar{\lambda} - 11{,}24\,\bar{\eta})\left(\frac{Ne}{10^5}\right)^{0{,}03}$$

$$(3)\quad \bar{L} = (3{,}6\,\bar{\lambda} - 600\,\bar{\eta} + 94)\left(\frac{Ne}{10^5}\right)^{0{,}05}$$

$\bar{\delta}_{3,80}$ est la valeur moyenne du rapport des densités électroniques $\frac{\Delta_e(r_1)}{\Delta_e(r_2)}$ pour $r_1 = 3$ m et $r_2 = 80$ m, obtenue pour un nombre important de gerbes de même taille Ne.

$\bar{d}_3$ est défini de la même façon à partir du rapport $\Delta_e(r_1)/Ne$ pour $r_1 = 3m$ par $\bar{d}_3 = \frac{r^2}{n\,Ne} \sum_{i=1}^{n} \Delta_{e_i}(3m)$

$\Delta_{e_i}(3m)$ étant la densité à 3 mètres de l'axe d'une des n grandes gerbes de même taille enregistrées.

L est la longueur d'absorption moyenne de la composante électronique donnée par $\frac{1}{L} = -\frac{\partial(\text{Log } Ne)}{\partial t}$

La détermination des valeurs expérimentales des quantités $\bar{\delta}$, $\bar{d}$, $\bar{L}$ est d'autant plus précise que le lot de grandes gerbes de même taille N_e contient d'évènements.

Greisen a réalisé la compilation des enregistrements de distributions latérales électroniques effectuées aux U.S.A., en Angleterre, en U.R.S.S., en Australie et au Japon pour des gerbes telles que $2.10^3 \leqslant N_e \leqslant 2.10^9$ particules (61). La représentation analytique tirée de cette synthèse des acquisitions expérimentales est :

$$(4)\quad \bar{\Delta}_e(N_e, r) = 0{,}4\,\frac{Ne}{r_o^2}\left(\frac{r_o}{r}\right)^{0{,}75}\left(\frac{r_o}{r + r_o}\right)^{3{,}25}\left(1 + \frac{r}{11{,}4 r_o}\right)$$

($r_o = 79$m au niveau de la mer).

L'auteur de ce bilan assure que cette relation convient très bien pour $N_e = 10^6$, taille pour laquelle sa statistique est la plus abondante et nous en tirons pour $N_e = 10^6$

$$\bar{\delta}_{3,80} = 94$$

et $\bar{\Delta}_e(3m) = 675\ e^{\mp}/m^2$ d'où $\bar{d}_3 = 4{,}27$.

Des mesures récentes ont permis de mieux estimer $\bar{L}$, indirectement à partir des pertes d'énergie de la composante électronique, ou directement par des mesures très soignées d'effets barométriques.

Dans le premier cas la valeur expérimentale est $\bar{L} = 150 \pm 5$ g/cm^2 (62) et dans le second $\bar{L} = 145 \pm 15$ g/cm^2 (63) (64) (65) (66) .
Selon les expérimentateurs ces valeurs varient peu entre les limites indiquées pour $10^5 \leqslant N_e \leqslant 5\,10^6$.

La relation empirique (4) est en accord pour $r \lesssim 100$ m avec la relation de même origine utilisée antérieurement par les groupes de MIT, Moscou et Sydney

$$(5)\quad \bar{\Delta}_e\,(N_e, r) = 2.10^{-3}\ \frac{N_e}{r}\ e^{-r/74}$$

Certains expérimentateurs se bornent à décrire la distribution latérale enregistrée par l'âge moyen $\bar{s}$ de la distribution de Nishimura-Kamata qui coïncide le moins mal avec elle. Bien qu'il soit intéressant de décrire un type de configuration latérale par un seul paramètre, cette description est très imparfaite pour les raisons indiquées plus haut. Afin de ne pas éliminer, malgrè tout, ces données, nous avons établi la correspondance :

$$(6)\quad \log\,(\delta_{3,80}) = 4{,}169 - 1{,}696\ \bar{s}$$

Un usage abusif de la formule empirique (4) a été fait à la fois par les théoriciens et les expérimentateurs.

Après calcul de la taille N_e, par des méthodes de Monte-Carlo, la distribution latérale est souvent obtenue en remplaçant dans (4) N_e par sa valeur calculée en fonction de E_p (67). Ce procédé donne rapidement une idée de la distribution latérale électronique pour une énergie primaire donnée, mais il ne saurait en aucun ca révéler l'effet typique d'un paramètre car il conduit, pour chaque taille, à la même forme de distribution, ce qui est en contradiction avec l'expérience. Seul le calcul de la distribution latérale, tel que nous l'avons effectué, en superposant toutes les cascades, compte tenu de leurs différents niveaux de départ et des diverses énergies des particules qui les ont engendrées, justifie l'établissement d'une correspondance (sans négliger les fluctuations du type I) entre la distribution latérale et les paramètres de l'interaction.

L'utilisation par intégration de la formule (4) par les expérimentateurs pour déterminer la taille quand la densité n'est mesurée qu'en quelques points peut induire des erreurs dans la détermination de N_e. Cette erreur n'est pas très importante lorsque $N_e \neq 10^6$ et, dans la mesure où les propriétés qui nous intéressent varient peu avec N_e, elle affecte peu la détermination des paramètres.

C'est pour $N_e = 10^6$ (E_p de l'ordre de 5.10^{15} eV) que les valeurs moyennes $\bar{\delta}$, d, L semblent le mieux déterminées.

L'élimination de $\bar{\lambda}$ entre les relations (1) et (2) conduit à :

$$(7)\quad \bar{\eta} = \frac{\begin{vmatrix} 113 - \bar{\delta}^*_{3,80} & -1,24 \\ 7,16 - \bar{d}_3^* & -0,0194 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 299 & -1,24 \\ 11,24 & -0,0194 \end{vmatrix}}$$

avec $\bar{\delta}^*_{3,80} = \bar{\delta}_{3,80} \left(\frac{10^5}{N_e}\right)^{0,02}$

$\bar{d}_3^* = \bar{d}_3 \left(\frac{10^5}{N_e}\right)^{0,03}$

Greisen assure que les valeurs expérimentales varient peu avec la taille, ainsi que le montrent les relations (1) (2) (3).

La relation (6) donne donc à partir de l'expérience la valeur moyenne de l'inélasticité de l'interaction proton-noyau entre 10^{15} eV et 10^{16} eV.

$$\bar{\eta} = 0,4244$$

Pour $N_e = 10^5$ particules, la valeur de I tirée de l'expérience est $I = 147\ g/cm^2 \pm 8\ g/cm^2$. et $\bar{\eta}$ peut être encore tirée de (2) et (3)

$$(8)\quad \bar{\eta} = \frac{\begin{vmatrix} 93 - \bar{L}^* & -3,61 \\ 113 - \bar{\delta}^*_{3,80} & -1,24 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} -59\ 5 & -3,61 \\ 299 & -1,24 \end{vmatrix}}$$

où $\bar{L}^* = \bar{L} \left(\frac{10^5}{N_e}\right)^{0,45}$

La valeur obtenue

$$\bar{\eta} = 0,430$$

est parfaitement compatible avec la précédente, tout comme les deux valeurs du libre parcours moyen

$$\overline{\lambda}_i = 85{,}05 \text{ g/cm}^2$$

$$\overline{\lambda}_i = 86{,}40 \text{ g/cm}^2$$

tirées respectivement de (1) et (2) et de (2') et (3) en éliminant $\overline{\eta}$.

Il est moins souhaitable d'user des relations (2) et (3') simultanément car $\overline{d}$ et $\overline{L}$ sont mesurées avec moins de précision que $\overline{\delta}$.

L'enregistrement des distributions latérales électroniques de dizaines de milliers de grandes gerbes de mêmes tailles N_e et la mesure de leur longueur d'absorption sont susceptibles de donner des valeurs de $\overline{\eta}$, d'autant plus précises, qu'il sera possible de réduire la distance r_i (sélection de gerbes dont les axes coïncideront avec des hodoscopes plutôt que des scintillateurs). Si le nombre d'interaction est augmenté artificiellement (enregistrement sous quelques mètres d'eau par exemple) ou si des gerbes inclinées sont enregistrées, $\overline{\eta}$ semble également pouvoir être bien déterminé.

b) Détermination de la section efficace d'interaction inélastique

Les mêmes observables des grandes gerbes que ceux que nous venons de citer pour déterminer l'inélasticité peuvent servir pour évaluer le libre parcours moyen d'interaction.

L'élimination de $\overline{\eta}$ entre (1) et (2), puis (2) et (3) conduit respectivement à

$$(9)\quad \overline{\lambda}_i = \frac{\begin{vmatrix} 299 & 113 - \delta^{*}_{3,80} \\ 11{,}24 & 7{,}16 - d^{*}_{3} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 299 & -1{,}24 \\ 11{,}24 & -0{,}0194 \end{vmatrix}}$$

$$(10)\quad \overline{\lambda}_i = \frac{\begin{vmatrix} 595 & 93 - \overline{L}^{*} \\ 299 & 113 - \delta^{*}_{3,80} \end{vmatrix}}{-\begin{vmatrix} 595 & -3{,}61 \\ 299 & -1{,}24 \end{vmatrix}}$$

Soit $\overline{\lambda}_i = 85{,}05 \text{ g/cm}^2$

et $\overline{\lambda}_i = 86{,}40 \text{ g/cm}^2$

D'autres méthodes de mesure de la section efficace peuvent être évoquées, mais elles font appel à des quantités qui sont encore mesurées avec trop peu de précision pour qu'il en découle une détermination acceptable de $\overline{\lambda}_i$.

Ainsi, la profondeur du maximum $\overline{T}max$ varie considérablement avec $\overline{\lambda}_i$, (fig.64) tout en augmentant régulièrement avec Ep, ou Nmax :

$$(11) \qquad \overline{T}max = 60 \log \left(\frac{Nmax}{10^5}\right) + 2{,}28\, \overline{\lambda}_i + 354{,}5$$

Il en découle :

$$(12) \qquad \overline{\lambda}_i = 0{,}439\, \overline{T}max - 26{,}2 \log \left(\frac{Nmax}{10^5}\right) - 156$$

Les paramètres $\overline{B}$ et $\overline{\eta}$ étant supposés déterminés par ailleurs, Tmax est malencontreusement l'une des caractéristiques les plus difficiles à déterminer par l'expérience et les résultats expérimentaux sont quelquefois contradictoires ; nous nous attacherons donc à définir dans le chapitre VI des critères propres à en faciliter la mesure.

Les fluctuations de N_e, au niveau de la mer, considérées pour des gerbes possédant le même nombre de muons N_μ, c'est à dire ayant été engendrés par des corpuscules primaires de même énergie, sont étroitement liées au libre parcours moyen de la particule cosmique incidente et à lui seul. Nous avons défini au chapitre III $P(N_e, E_p) = F(N_e)$, probabilité d'obtenir N_e électrons pour une valeur de E_p fixée. $P(N_e, N_\mu)$, N_μ étant constant, peut être obtenue par l'expérience et possède la même forme que $P(N_e, E_p)$ pour $N_\mu = \varphi(E_p)$. Soit P_m la valeur de cette probabilité lorsque N_e possède sa valeur la plus probable $\left(\frac{\partial F}{\partial N_e} = 0\right)$, soient N_{e_1} et N_{e_2} tels que $P(N_{e_1}, N_\mu) = P(N_{e_2}, N_\mu) = \frac{P_m}{2}$, la largeur de la bande de fluctuation est alors définie par :

$$\Delta \overline{N}_e = |N_{e1} - N_{e2}|$$

Nous avons tiré de nos calculs la relation

$$(13) \qquad \Delta \overline{N}_e = 3{,}7 \quad \lambda_i^{\,2} \quad \left(\frac{N_\mu}{10^4}\right)^{1{,}28}$$

d'où

$$(14) \qquad \overline{\lambda}_i = 0{,}52 \quad \left(\frac{10^4}{N_\mu}\right)^{0{,}64} \qquad \sqrt{\Delta \overline{N}_e}$$

Cette relation est d'autant plus intéressante qu'elle concerne, uniquement, le libre parcours moyen d'interaction dans l'atmosphère de la particule d'origine cosmique avant la première interaction :

son application à l'identification de noyaux primaires mérite d'être envisagée lorsque ceux-ci sont les plus abondants dans le spectre des primaires à une énergie donnée.

L'abondance moyenne relative muons-électrons à haute altitude dépend du nombre moyen d'interactions qui ont eu lieu au-dessus du niveau de l'enregistrement. A l'altitude de Chacaltaya (5200 m), cette dépendance est caractérisée par :

$$(15) \qquad \left(\frac{\overline{N}_\mu}{N_e}\right) = (0{,}075 - 5{,}02.10^{-4}\ \overline{\lambda}_i)\left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{0,1}$$

d'où :

$$(16) \qquad \overline{\lambda}_i = 149 - 1990\left(\frac{\overline{N}_\mu}{N_e}\right)\left(\frac{10^5}{N_e}\right)^{0,1}$$

$\overline{N}_\mu$ étant à Chacaltaya le nombre moyen de muons d'énergie supérieure à 1 GeV pour des gerbes de même taille N_e, préalablement choisies à cette même altitude.

La meilleure détermination de la section efficace d'interaction inélastique est, en vertu des modes présents d'acquisition de la statistique expérimentale celle des relations (9) et (10) qui conduisent à :

$$(16) \qquad \overline{\sigma}_{p\text{-air}} = (280 \pm 23)\text{mb}$$

pour $E_p = 5.10^{15}$ eV.

c) Détermination de la multiplicité moyenne :

Divers observables des grandes gerbes sont liés au nombre moyen de particules secondaires produites dans la cascade d'interactions nucléaires inélastiques. Une première évaluation (87) nous avait conduit à la valeur $\overline{B} = 3$ une étude plus développée nous a permis d'arriver à plusieurs méthodes précises en vue de mieux déterminer ce paramètre par l'interprétation de la composante muonique, toujours pour une gerbe moyenne de taille donnée tirée de la compilation d'enregistrements d'un grand nombre de gerbes. Nous avons sélectionné à cette fin les caractéristiques expérimentales qui dépendent de $\overline{B}$, en tenant compte d'une régulation éventuelle de cette dépendance par la valeur moyenne de l'impulsion transverse moyenne $\overline{P}_t$, sans négliger l'influence moyenne des fluctuations du type I. Cette dépendance est décrite par l'approximation analytique suivante :

(18) $$\overline{\omega} = 1{,}35 \left[70\ (\overline{B} - 1{,}2)^{-1{,}08} - 25\ \overline{p}_t + 10 \right] \left(\frac{\overline{N}_e}{10^6} \right)^{-0{,}1}$$

(19) $$\Delta_\mu (300) = 0{,}0313 \left[(\overline{B} - 1{,}2)^{0{,}54} - 0{,}56\ \overline{p}_t + 0{,}224 \right] \left(\frac{\overline{N}_e}{10^6} \right)^{0{,}89}$$

(20) $$\overline{\alpha} = 1{,}40 \left[\sqrt{\overline{B} - 0{,}5} - 2{,}35\ \overline{p}_t + 0{,}94 \right] \left(\frac{\overline{N}_e}{10^6} \right)^{0{,}01}$$

(21) $$\overline{g}_{800} = 0{,}1831 \left[(\overline{B} - 1)^{1{,}45} - 3{,}1\ \overline{p}_t + 1{,}24 \right]$$

(22) $$\overline{N}_\mu = 10^6 \left(\frac{\overline{B} - 0{,}5}{2{,}5} \right)^{1{,}15} \left(\frac{\overline{N}_e}{10^7} \right)^{0{,}84}$$

Les conditions de validité de cette approximation sont :

$\overline{B} \geqslant 1{,}3$ et $p_t \leqslant 2$ GeV/c. $\overline{\omega} = \dfrac{\Delta_\mu (100)}{\Delta_\mu (800)}$ est le rapport moyen des densités des muons de plus de 1 GeV à 100 mètres et à 800 m de l'axe. Il possède l'avantage d'être moins sensible à l'appréciation imprécise de la position de l'axe, ainsi que $\overline{g}_{800} = \dfrac{\Delta_\mu (800)}{\Delta e (800)}$, rapport moyen des densités muoniques et électroniques mesurées à 800 mètres de l'axe. Il est en outre indépendant de N_e, mais il faut remarquer que les mesures de densités à 800 mètres de l'axe sont plus précises si les particules sont plus nombreuses, c'est à dire pour $\overline{N}_e \geqslant 5.10^6$ particules. $\overline{\omega}$ et $\overline{g}_{800}$ seront donc utilisées de préférence dans ce dernier cas.

Il est bien connu des expérimentateurs que la loi de décroissance des densités muoniques à grande distance de l'axe prend la forme $\Delta_\mu(r) = r^{-\alpha}$

Nous nous sommes donc intéressés simultanément à la valeur moyenne de la densité des muons pour r = 300 m, $\Delta_\mu (300)$, et à la valeur moyenne $\overline{\alpha} = - \dfrac{\partial (\log \Delta_\mu)}{\partial r}$ à la même distance. Les relations donnant ces dernières quantités déterminent $\overline{B}$, dès que $\overline{N}_e \geqslant 5.10^4$ électrons.

Les observables $\overline{\omega}$, $\overline{\Delta}_\mu$, $\overline{\alpha}$, $\overline{\ }$, sont indépendants de $\overline{\eta}$ et $\overline{\lambda}_1$ dans la limite de 1 % de leurs valeurs respectives. La relation (22) donne, au contraire, en supposant $\overline{\eta}$ et $\overline{\lambda}_1$ déterminés, $\overline{N}_\mu$ en fonction de B seulement. Le nombre des muons dans un plan donné est évidemment indépendant de $\overline{p}_t$ qui régit seulement leur distribution latérale.

La relation (22) donne immédiatement

$$\overline{B} = 2{,}5\left(\frac{\overline{N_\mu}^*}{10^6}\right)^{0{,}87} + 0{,}5 \qquad (23)$$

avec

$$\overline{N_\mu}^* = \overline{N_\mu}\left(\frac{10^7}{\overline{N}_e}\right)^{0{,}87} .$$

La valeur expérimentale $\overline{N_\mu} = 125\,000$, tirée de la compilation de Greisen pour $\overline{N}_e = 10^6$ conduit à $\overline{B} = 2{,}81$, mais les expérimentateurs reconnaissent maintenant (68) que $\overline{N_\mu}$ était légèrement sous-estimé, sous estimation qui affecte $\overline{B}$ en conséquence.

Toujours pour des gerbes de 10^6 particules, les valeurs expérimentales moyennes des observables des relations (18)à (21) sont :

$\overline{\omega} = 53{,}6$ $\qquad$ $\overline{\Delta_\mu} = 0{,}043$ $\qquad$ (69) (70)

$\overline{\alpha} = 2{,}15$ (37) (70) $\qquad$ $\overline{g}_{800} = 0{,}5$ $\qquad$ (70) (71) (72)

Ces valeurs moyennes tirées de l'enregistrement des distributions latérales ont été confirmées par des expériences récentes (68) (33).

En éliminant l'impulsion transverse $\overline{p}_t$ après avoir fait le choix de deux des relations (18) à (21), une équation ayant $\overline{B}$ pour racine est obtenue . Il est souhaitable de coupler les relations (19) (20) (mesures aux environs de 300 mètres de l'axe), d'une part, et (18) (21) (mesures à 800 mètres de l'axe), d'autre part. La résolution de ces équations peut se faire sans difficultés par i téra tion, par parties proportionnelles, par les méthodes de Newton, de Lagrange ou de Graeffe - Dandelin suivant les cas, ou encore graphiquement.

(19) (20) conduisent à :

$$(\overline{B} - 1{,}2)^{0{,}54} = 0{,}2385\left[\sqrt{\overline{B} - 0{,}5} - \frac{\overline{\alpha}^*}{1{,}405} + 0{,}94\right] + \frac{\overline{\Delta_\mu}^*}{0{,}0313} - 0{,}224 \qquad (24)$$

où

$$\overline{\alpha}^* = \alpha\left(\frac{10^6}{\overline{N}_e}\right)^{0{,}01}$$

et

$$\overline{\Delta_\mu}^* = \Delta_\mu\,(300)\left(\frac{10^6}{\overline{N}_e}\right)^{0{,}89}$$

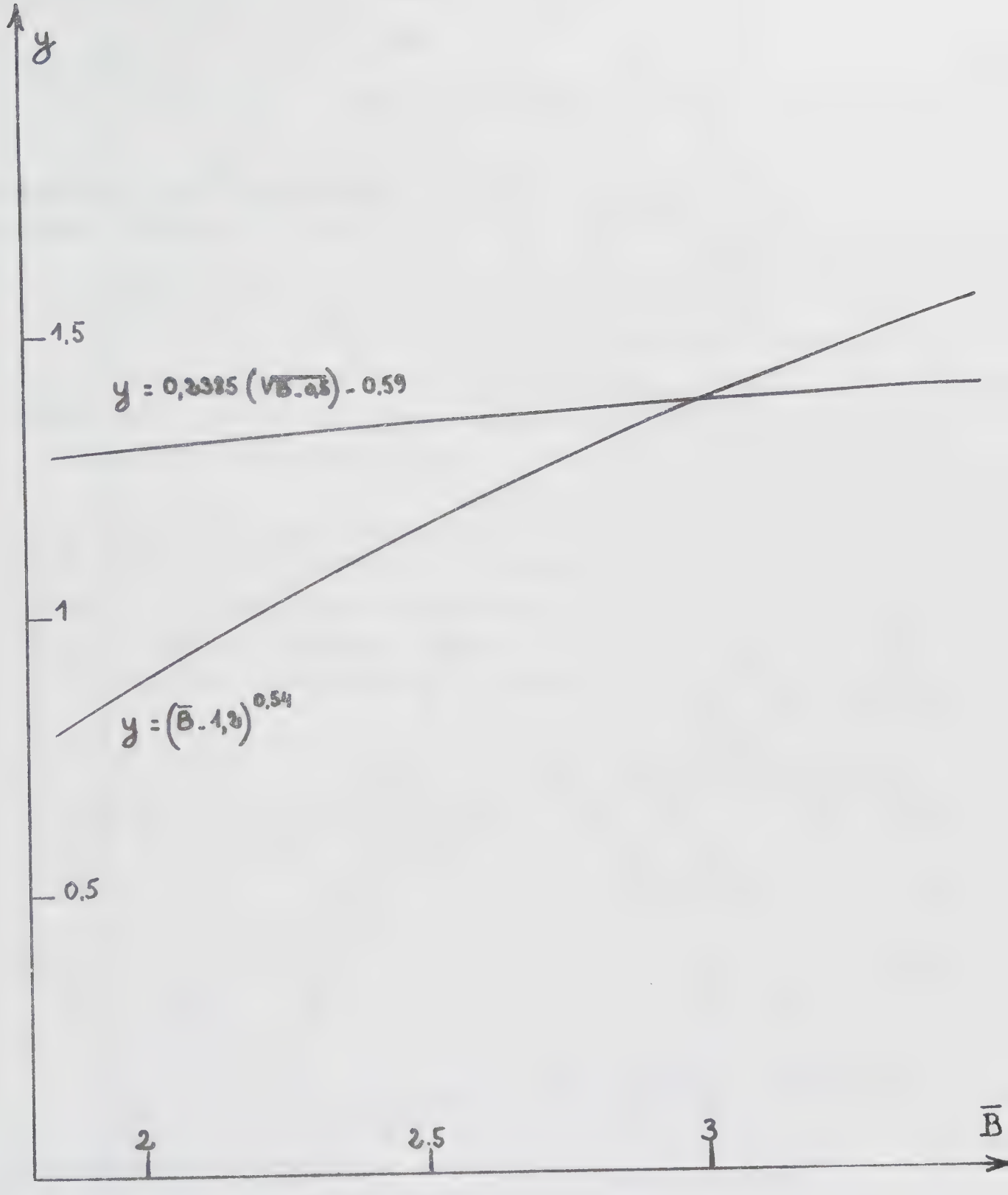


fig 65

La résolution graphique de (24) (fig 65) donne :

$$\overline{B} = 3,02$$

Toujours pour $\overline{N}_e = 10^6$ (E_p de l'ordre de 5.10^{15} eV), la combinaison peu recommandée (18) (19) même à $\overline{B} = 3,18$ qui est une valeur compatible avec la précédente.

La loi de multiplicité moyenne des particules secondaires créées qui convient le mieux semble donc être $\overline{M} = 3\ \overline{E}_p^{1/4}$.

Pour que cette loi soit absolument générale, il importe, ainsi que nous le verrons plus loin, que les observables (18) à (22) n'exigent aucune variation de $\overline{B}$ pour des énergies E_p très différentes de celle qui a été choisie ici.

Nous avons constaté d'autre part que pour une énergie primaire donnée il est possible de trouver d'autres lois du type $\overline{M} = \overline{B}'$ Log E_p ou $\overline{M} = \overline{B}''\ E_p^{\alpha}$ ($\alpha \neq 1/4$) et de déterminer un paramètre $\overline{B}'$ ou $\overline{B}''$ pour obtenir l'accord avec l'expérience : c'est donc essentiellement la condition de validité sur un grand intervalle d'énergie primaire qui sélectionnera la meilleure loi de production multiple.

Détermination de l'impulsion transverse moyenne :

La valeur moyenne $\overline{P}_t$ découle de l'élimination de $\overline{B}$ entre deux des relations (18) à (21).

Il vient de (19) et (20) par exemple :

$$(25) \qquad 0,56\overline{p}_t + \frac{\Delta\mu^*}{0,313} - 0,224 = \left[(2,35\ \overline{p}_t + \frac{\alpha^*}{1,405} - 0,94)^2 - 0,7 \right]^{0,54}$$

d'où (fig. 66)

$$\overline{P}_t = 0,42 \text{ Ge V/c}$$

Entre (12) et (19), on obtient compte tenu de l'imprécision sur $\Delta\mu$ (800), la valeur moyenne $\overline{P}_t = 0,37$ GeV/c qui est la racine réelle de l'équation du 3ème degré résultante. Nous avons vu au chapitre précédent, que , quelles que soient les combinaisons de paramètres de l'intéraction nucléaire, la distribution des impulsions transverses la plus compatible avec les distributions expérimentales était :

$$N(p_t)\ dp_t = \frac{p_t}{p_o^2}\ e^{\frac{-p_t}{p_o}}\ dp_t$$

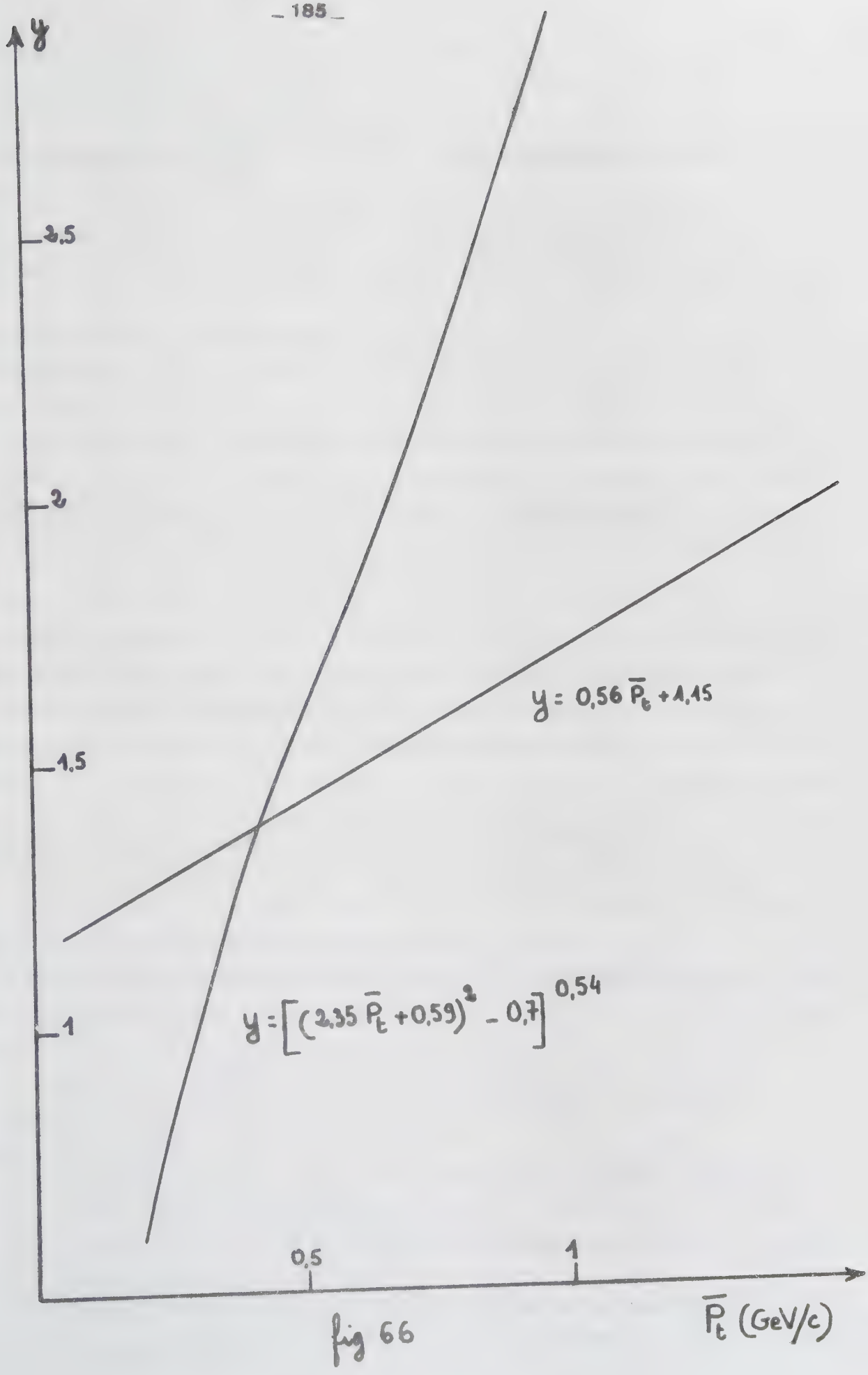


fig 66

La constante $p_o = \frac{\langle \bar{p}_t \rangle}{2}$ doit être de l'ordre de 0,2 GeV/c.

IV. I.2.- Stabilité des interactions de haute énergie et rivages d'"Asymptotie".

Ce paragraphe a pour objet l'étude de la variation des valeurs moyennes des paramètres de l'interaction nucléaire en fonction de l'énergie primaire.

L'exploitation systématique des moyens d'accès définis au paragraphe précédent se réalise sans difficultés, en construisant, à volonté, des gerbes moyennes issues de la compilation d'enregistrements de gerbes de même taille $\bar{N}_e$ pour $\bar{N}_e \geqslant 10^4$ particules. Les relations déjà définies entre observables et paramètres tiennent compte de l'effet naturel des fluctuations du type I. Cet effet affecte la morphologie de la gerbe moyenne en déterminant l'altitude de son origine $\bar{t}_o$ dans l'atmosphère. La morphologie de la gerbe, par ailleurs, évolue naturellement quand $\bar{N}_e$ (ou $\bar{E}_p$) augmente, son maximum tendant à se rapprocher du sol. Cette dernière circonstance entraîne, pour des enregistrements effectués au niveau de la mer une modification de la distribution des tailles pour une énergie primaire donnée. Quand E_p augmente, $P(N_e, E_p)$ évolue de la configuration de la figure 51 (pour 10^{15} eV) vers une configuration plus symétrique, avec un rapprochement progressif des valeurs les plus problables des valeurs moyennes. C'est ainsi que $\bar{t}_o$ augmente avec $\bar{N}_e$: de l'ordre de 250 g/cm^2 pour $E_p = 10^{15}$ eV, il est égal à 130 g/cm^2 pour $E_p = 10^{17}$ eV et est peu différent de $\bar{\lambda}_i$ pour $E_p \geqslant 10^{20}$ eV. Il faut, de plus, faire attention que $\bar{t}_o$, pour des gerbes moyennes de même taille, n'est pas le même suivant l'altitude de l'aire de détection.

Pour des gerbes enregistrées au niveau de la mer, nous avons établi que le niveau de départ $\bar{t}_o$ de la gerbe statistique moyenne variait avec $\bar{N}_e$ suivant :

$$(26) \quad \bar{t}_o = 0{,}0206 \left[6{,}329 + 1{,}09 \log \left(\frac{10^5}{\bar{N}_e} \right) \right]^5$$

$(\bar{N}_e \geqslant 5.10^4)$.

et en fonction de $\bar{E}_p$ comme

$$(27) \quad \bar{t}_o = 0{,}0206 \left[\log \left(\frac{10^{21}}{E_p} \right) \right]^5 + \bar{\lambda}_i$$

Toute exploitation de la compilation expérimentale doit être menée en ayant conscience de la compétition de deux processus fondamentaux : l'accroissement de la distance qui sépare l'altitude où la grande gerbe atteint son maximum de celle de son origine et la diminution de $\bar{t}_o$ lorsque $\bar{N}_e$ augmente.

C'est évidemment le premier de ces processus qui est prépondérant, mais l'influence du second ne saurait être négligée. La correspondance taille moyenne énergie primaire est ainsi caractérisée par :

$$(28)\quad \bar{N}_e = 2.10^5 \left(\frac{\bar{E}_p}{10^{15}}\right)^{1,09}$$

Nous avons déterminé jusque là les valeurs moyennes des paramètres pour des gerbes de 10^6 particules, mais la statistique expérimentale déjà acquise est en mesure de fournir les caractéristiques moyennes des grandes gerbes pour des tailles inférieures ou supérieures.

Pour des gerbes d'environ 4.10^4 particules $\bar{\delta}_{3,80}$ est égal à 88 et $\bar{d}_3$ à 3,8 (73).

L'enregistrement au Pic du Midi de 48 millions de grandes gerbes d'environ 10^{14} eV a donné la valeur moyenne de la longueur d'absorption après estimation des effets de température : $\bar{L} = 136 \pm 10$ g/cm^2 (74).

Ces diverses valeurs conduisent par application des relations (7) (8), (9), (10) aux mêmes valeurs de $\bar{\eta}$ et $\bar{\lambda}_i$ obtenues plus haut.

Pour des gerbes plus énergiques, une lente augmentation de $\bar{\delta}_{3,80}$ et $\bar{d}_3$ avec $\bar{N}_e$ est enregistrée jusqu'à 10^8 particules. Les données expérimentales (30) en accord avec les mesures plus récentes (75) portant sur 25 000 grandes gerbes de haute énergie impliquent l'invariance de $\bar{\eta}$ et $\bar{\lambda}_i$ jusqu'à près de 10^{18} eV, les propriétés moyennes des gerbes évoluant naturellement en fonction de E_p et $\bar{t}_o$.

L'abondance moyenne des mu--ons pour des gerbes de 10^4 particules (70) correspond encore à $\bar{B} = 3$ en vertu de (23).

Pour $\bar{N}_e = 2.10^7$, $\bar{\omega}$ et $\bar{L}_\mu$ sont égaux respectivement à 37,4 et 0,6 (68) et $\bar{\alpha} = 2,2$ (37). De la résolution de (24) et (25), nous avons tiré une fois de plus les valeurs $\bar{B} = 3$ et $\bar{P}_t = 0,4$ GeV/c.

L'invariance de ces deux paramètres est en outre compatible avec les dernières déterminations expérimentales de $\bar{\alpha}$ (76) réalisées par le groupe du M.I.T. pour $10^6 \leqslant \bar{N}_e \leqslant 10^8$, tandis que les enregistrements de distributions latérales de gerbes dont les tailles atteignent 10^8 particules (77) par le centre de Iakoutsk qui fonctionne depuis Juillet 1970 viennent corroborer l'invariance de $\bar{\eta}$ et $\bar{\lambda}_i$ jusqu'à 3.10^{17} eV.

Les caractéristiques moyennes des réactions à n corps ($n \gg 55$) concernant les grandes gerbes détectables au niveau de la mer semblent indépendantes de l'énergie primaire de 10^{14} eV à 3.10^{17} eV, les paramètres ayant atteint leurs valeurs asymptotiques avant 10^{14} eV.

Le continent d'"Asymptotie " recouvre en vertu des enseignements des grandes gerbes détectables au niveau de la mer l'intervalle $\left[10^{14}\text{ eV}-3.10^{17}\text{eV}\right]$

Dans cet intervalle, la physionomie moyenne de l'interaction forte proton-noyau où la pionisation est prédominante est décrite par :

$$\bar{M} = \bar{B}\, E_o^{1/4} \qquad \text{avec } \bar{B} = 3 \pm 0{,}2$$

$$\bar{\eta} = 0{,}43 \pm 0{,}025$$

$$\bar{\lambda}_i = 85{,}7 \text{ g/cm}^2 \pm 5 \text{ g/cm}^2$$

ou

$$\bar{\sigma}_{p\text{-air}} = 280 \pm 20 \text{ mb}$$

La distribution moyenne des impulsions transverses des particules secondaires créées étant :

$$N(p_t)\, dp_t = \frac{p_t}{p_o^2}\, e^{-\frac{p_t}{p_o}}\, dp_t$$

avec $2p_o = \langle \bar{p}_t \rangle = 0{,}42 \pm 0{,}04$ GeV/c (89)

La validité, dans un domaine d'énergie aussi grand, de la loi de multiplicité $M = 3.E_o^{1/4}$ en fait une loi absolument générale.

Nous avons dû éliminer successivement les lois $M = 0{,}96\, E_p^{1/2}$ (simple fire ball) et $M = \log E_p$ (modèle des H-quanta d'Hasegawa), le premier pour une abondance relative de mu-ons trop élevée, le second pour une abondance relative de mu-ons trop faible ; les lois $M = 5{,}26 \log(\frac{E_o}{18} + 1)$ et $M = 4{,}2\,(\log E_o - 0{,}3)$ (interactions périphériques) conviennent mieux, mais il faut les rejeter car elles conduisent, la première à des distributions latérales de mu-ons qui décroissent trop rapidement avec r, la seconde à $N_\mu = K\, N_e^{0{,}6}$ qui n'est pas vérifié par l'expérience.

La loi $M = 3\, E_o^{1/4}$ dont l'exposant avait été prédit, à la fois par le modèle thermodynamique de Fermi, le modèle hydrodynamique de Landau et le modèle double fireball de Coconni, nous paraît la plus compatible avec les résultats expérimentaux, même au delà de 10^{18} eV.

Les résultats obtenus à plus basse énergie par les calorimètres ou l'étude des émulsions méritent d'être comparés aux valeurs obtenues.

A 250 GeV ont été mesurées la multiplicité moyenne des particules chargées $n_s = 6{,}9$ et l'inélasticité totale moyenne $\bar{\eta} = 0{,}43$ (78). Les calorimètres embarqués à bord des satellites Proton ont donné respectivement à 20 GeV et 500 GeV les libre parcours moyen des protons dans l'air $\bar{\lambda}_i = 97$ g/cm^2 et $\bar{\lambda}_i = 83$ g/cm^2.(79). Par comparaison le spectre d'énergie des protons non accompagnés au niveau de la mer à celui des protons primaires

la section efficace moyenne d'interaction à 10^{14} eV a été évaluée : la coïncidence de cette valeur $\overline{\sigma}_{p-air}$ = 280 mb (80) avec celle que nous avons obtenue est remarquable. La section efficace sur une cible de carbonne est $\overline{\sigma}_{p-c} = 243 \pm 60$ mb à 1000 GeV (81).

Entre 3.10^{10} eV et 10^{14}eV il n'existe en fait, si l'on tient compte de la précision des mesures, aucune évidence d'une dépendance de $\overline{\sigma}$ en fonction de E_o (82) (83) : il serait donc intéressant d'appliquer, jusqu'à 10^{13}eV, des relations semblables à celle du paragraphe précédent pour des gerbes d'énergie de 10^{13}eV détectables à l'altitude du Pic du Midi, avec une excellente statistique et même des gerbes dont l'énergie pourrait descendre à 10^{12}eV détectables (grâce aux fluctuations) à Chacaltaya, ou, à plus haute altitude à l'aide d'ensembles de détection de grandes gerbes embarquées à bord d'avions.

L'impulsion transverse serait invariante, d'après les résultats donnés par les émulsions de 10^{12}eV à 10^{14}eV, et possèderait les valeurs $\langle \overline{P}_t (\pi^{\pm}) \rangle$ = 0,46 GeV/c et $\langle P_t(\pi_o) \rangle$ = 0,39 GeV/c (84).

Les grandes gerbes révèlent encore, au moins jusqu'à la borne supérieure du plateau d'"asymptotie" d'autres propriétés statistiques des réactions inélastiques à n corps : nous verrons au chapitre VI que la non-violation du théorème de Landau-Pomeranchuk et la non-violation du principe de l'indépendance des charges semblent vérifiées de 10^{14} eV jusqu'à 3.10^{17} eV.

Le déchiffrement des collisions inélastiques générales en termes de mécanismes dynamiques et à l'aide de modèles paramétrisés, considéré comme l'un des problèmes centraux des quelques années à venir (84) parait ainsi assuré de rencontrer, grâce à la méthode de simulation des grandes gerbes, un succés plus rapide que prévu. L'intérêt de cette démarche est encore accru dans le domaine des énergies ultimes 3.10^{17} eV - 4.10^{21} eV où la statistique des grandes gerbes s'enrichit de jour en jour. Cette région se trouve être de moins en moins celle des hypothèses hardies, car de premières interprétations des caractéristiques des grandes gerbes peuvent être suggérées, et elle pourrait, en outre, être le siège de phénomènes nouveaux, étroitement liés au passage du nucléon dans la matière nucléaire allant jusqu'à mettre en jeu la structure du nucléon. Il convient cependant de progresser avec prudence, en raison de contradictions entre mesures anciennes et très récentes.

Nous avions déjà émis l'hypothèse d'un changement de l'interaction aux énergies supérieures à 10^{17} eV, fondée sur l'incompatibilité entre les valeurs expérimentales et théoriques de $\bar{T}max$ (profondeur du maximum) (85). Deux possibilités avaient été envisagées pour rétablir l'accord avec l'expérience en augmentant $\bar{T}max$: le maximum de développement se rapprochait du sol, soit dans le cas d'une forte diminution de la section efficace, soit dans le cas de création parmi des particules secondaires de paires de protons anti-proton, susceptibles d'emporter au moins 50 % de l'énergie disponible dans l'interaction, pour engendrer à plus basse altitude des gerbes secondaires, la section efficace demeurant constante dans cette dernière circonstance.

Ces mesures de $\bar{T}max$ sont en fait très contestables à ces énergies et elles sont, de plus, contredites par les résultats récents. De l'examen des distributions latérales électroniques de gerbes de plus de 10^8 particules enregistrées au niveau de la mer (75) résulte une augmentation de l'âge des grandes gerbes (donc une diminution de Tmax), avec leur taille. Ce résultat est en contradiction, à la fois, avec le comportement des grandes gerbes observé à plus basse énergie, avec les mesures de $\bar{T}max$ citées plus haut et avec les prédictions que nous pouvons faire avec le modèle d'interaction qui donnait satisfaction jusqu'à 3.10^{17} eV.

Une forte augmentation de la section efficace, ou un effet moyen des fluctuations du type I, sont impuissants à expliquer cette propriété qui ne

trouve sa justification que dans une interaction initiale totalement inélastique, les pions secondaires créés étant les seuls survivants à se partager l'énergie de la particule incidente. L'identification éventuelle,à ces énergies, de l'interaction à une annihilation pourrait découler des trois hypothèses suivantes :

— a) Le nucléon incident verrait la destruction de sa structure intime dès le début de la collision, l'énergie qu'il véhicule étant reportée sur les pions créés au cours de l'interaction. Il faudrait en outre postuler l'existence d'un potentiel de cohésion nucléonique et de forces nucléoniques à très courte portée.

— b) Il y aurait création dès le début de l'interaction d'un baryon excité, type Aleph. Au-dessus de 3.10^{17} eV, sa durée de vie serait assez élevée pour qu'il n'ait pas le temps de se désintégrer lors de son parcours dans la matière nucléaire, et il perdrait par interactions fortes successives avec les autres nucléons du noyau cible la quasi-totalité de son énergie.

Une aventure analogue à celle du baryon dans le noyau pourrait être imaginée pour des quanta-H.

— c) La nature de la particule cosmique incidente serait différente ; il n'y aurait que des antinucléons primaires et,à ces énergies, leur interaction avec un noyau se traduirait par une annihilation.

Aucune de ces hypothèses n'est véritablement satisfaisante, d'autant plus qu'elles sont suivies de conséquences peu séduisantes en Astrophysique, comme nous le verrons dans la seconde partie de ce chapitre. Remarquons pour l'instant que l'hypothèse a est peu compatible avec la propagation dans l'espace, pendant de longues périodes,de nucléons dont l'énergie peut approcher de 10^{22} eV, et qu'il est difficile de concevoir, conformément à l'hypothèse c, une composante primaire formée exclusivement d'antinucléons entre 3.10^{17} eV et 4.10^{21} eV. L'hypothèse b fondée sur la compétition interaction-désintégration tournant en faveur de l'interaction d'un baryon à l'intérieur de la matière nucléaire, en fonction de l'accroissement relativiste de sa durée de vie reste la moins désagréable car elle n'induit aucun accident semblable à celui qui aurait lieu au cours de l'interaction nucléon-noyau dans la propagation à l'intérieur d'un Univers essentiellement composé d'atomes d'hydrogène.

En tout état de cause, il est nécessaire d'attendre une confirmation et une unanimité des résultats expérimentaux des grandes gerbes à ces énergies, mais il est possible à partir d'énergies plus basses de prévoir les modifications éventuelles de l'interaction en étudiant, non plus les propriétés moyennes des grandes gerbes, mais en analysant chaque grande gerbe comme un évènement isolé produit de l'influence accidentelle des diverses fluctuations, l'interaction pouvant évoluer à mesure que l'énergie augmente de l'aspect d'une collision périphérique à celui d'une collision centrale ou encore cohérente.

IV- I.3. - L'ACCES AUX VALEURS SINGULIERES DES PARAMETRES DE L'INTERACTION NUCLEAIRE DE HAUTE ENERGIE.

Une étude approfondie des fluctuations du type II nous a donné l'occasion de mettre en évidence des méthodes de détermination de l'aspect global de chaque interaction nucléaire, à partir de l'enregistrement de la grande gerbe dont elle est responsable. Il n'est donc plus question dans cette optique d'interpréter les propriétés statistiques moyennes de gerbes de même taille, mais bien d'interpréter la configuration particulière d'une grande gerbe considérée comme un évènement isolé. Nous avons vu au chapitre III qu'il y avait peu de chances d'évaluer la multiplicité des particules créées en enregistrant une seule grande gerbe, mais que certaines propriétés de la gerbe dépendaient essentiellement de l'inélasticité de la première interaction et de la profondeur atmosphérique t_o où elle s'était produite. Les abondances relatives mu ons électrons $\frac{N_\mu}{N_e}$ et hadrons-mu ons $\frac{N_h}{N_\mu}$, ainsi que le rapport des densités électroniques à 3 mètres et à 80 mètres de l'axe $\delta_{3,80}$ pour une même grande gerbe, sont déterminées par les valeurs de η et t_o (86). L'influence de η modulée par celle de t_o peut être résumée par les relations analytiques suivantes qui conviennent pour $\eta \geq 0,4$ et $t_o \leq 300$ g/cm^2:

$$(29)\quad \frac{N_\mu}{N_e} = \left[1,58\,\eta e^{-0,208\left(\frac{t_o}{100}\right)} + 0,04\left(\frac{t_o}{100}\right)^{2,92}\right]\left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{-0,262}$$

$$(30)\quad \frac{N_h}{N_\mu} = 10^{-2}\left(0,22\left(\frac{t_o}{100}\right) + 0,863\right)\log\left[\frac{1,33 - 0,0166\left(\frac{t_o}{100}\right)}{\eta}\right]\left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{0,06}$$

$$(31)\quad \delta_{3,80} = \left[88 + 3,89\left(\frac{t_o}{100}\right) - 125\,(\eta - 0,35)^{1,34}\right]\left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{\alpha}$$

$$\text{avec } \alpha = 0,008 + 2\,|\eta - 0,6|^{2,7}$$

L'élimination de t_o entre deux des relations ci-dessus conduit à une équation qui détermine η et, réciproquement, l'élimination de η permet de déterminer t_o. Cette méthode d'accès exige des mesures expérimentales aussi précises que possible : le champ d'application des relations (29) à (31) concerne uniquement les gerbes riches en mu ons engendrées par des nucléons dont les abondances de mu ons sont telles que :

$$\frac{N_\mu}{N_e} \gg \left(\frac{N_\mu}{N_e}\right)_4 = 0{,}338 \left(\frac{10^5}{N_e}\right)^{0{,}25}$$

Ces relations conduisent par dénombrement des gerbes de même énergie E_p pour chaque valeur de η à la loi de répartition des inélasticités

$$g(\eta) = \varphi(\eta)\, d\eta \quad \text{pour} \quad \eta \gg 0{,}4$$

et à la loi de distribution des sections efficaces pour $\sigma \geqslant \overline{\sigma}$ $\quad h(\sigma) = \psi(\sigma)\, d\sigma$.

Dans les cas des gerbes telles que :

$\frac{N_\mu}{N_e} \leqslant \left(\frac{N_\mu}{N_e}\right)_4$, il faut utiliser d'autres relations pour compléter ces deux lois de distributions. La variété des conditions de création de ces gerbes ($\eta \notin [0{,}4,\ 1]$ et $t_o \notin [0{,}300]$) est telle qu'il faut faire appel aux propriétés d'environ 100.000 gerbes fictives que nous avons calculées dans les mêmes conditions initiales. Ce problème est laborieux et il exige une méthode d'analyse des gerbes individuelles ; nous verrons au chapitre VI que cette méthode consiste dans ce cas à déterminer, en premier t_o par $\delta_{3,80}$, puis η, puis l'énergie primaire qui est déterminée biunivoquement par $(\eta,\ t_o)$.

Pour les gerbes riches en mu-ons dont la taille est de l'ordre de 10^5 particules, η peut être évaluée par la relation [31] simplifiée, en négligeant en première approximation l'influence de t_o :

$$(32) \quad \eta \ \# \left(\frac{92 - \delta_{4,80}}{125}\right)^{0{,}745} + 0{,}35 \ .$$

Enfin la détermination des valeurs singulières de η ou σ, de 10^{14} eV à plus de 10^{20} eV, peut se faire pour des méthodes graphiques à l'aide d'abaques où sont consignées les propriétés des 100.000 gerbes déjà citées ; la multiplicité de ces dernières surchargerait inutilement ce mémoire et elles sont conservées au laboratoire.

Une exploitation des résultats d'une analyse statistique ou individuelle des grandes gerbes en Physique des Hautes Energies est d'autant plus intéressante que l'énergie primaire peut être évaluée avec précision : la mesure de cette énergie primaire est en outre un problème fondamental en Astrophysique ; avant d'aborder cette question, nous insistons encore sur l'intérêt de la connaissance pour chaque énergie primaire des fonctions $\varphi(\eta)$ et $\psi(\sigma)$ — sans ignorer qu'elle exigera un surcroît de performances de la part des expérimentateurs — qui devrait apporter aux théoriciens des éléments importants concernant l'aventure du nucléon incident à l'intérieur de la matière nucléaire, ainsi que sur le caractère périphérique, central ou cohérent de l'interaction.

IV. - II. -L'APPLICATION DE L'ANALYSE DES GRANDES GERBES A L'ASTROPHY-SIQUE.

La seconde partie de ce chapitre est consacrée à l'exploitation des informations apportées par l'étude des grandes gerbes à l'Astrophysique. La compilation de ces informations a pour finalité la reconstitution du spectre d'énergie du rayonnement cosmique primaire et la mesure de l'abondance relative, pour chaque énergie, de ses divers éléments. La classification de ces enseignements comprend deux étapes distinctes : la détermination de l'énergie primaire moyenne qu'il faut associer à une taille donnée ou la détermination de l'énergie primaire de la particule qui a engendré une grande gerbe donnée d'une part, l'identification de ce corpuscule d'autre part.

Nous nous intéressons en premier à la correspondance $N_e - \bar{E}_p$ qui conduit par simple dénombrement de gerbes de même taille au spectre d'énergie primaire, puis au problème de déterminer l'énergie exacte de la particule qui a créé sa propre gerbe.

IV.- II. -1. La détermination de l'énergie primaire.

a) -Relation $N_e - \bar{E}_p$.

Nous envisageons ici le cas où les particules primaires sont des nucléons (protons ou neutrons).
L'étude des fluctuations du type I au chapitre III a montré qu'il n'existait pas une correspondance biunivoque $N_e - E_p$ et qu'un grand nombre de nucléons primaires d'une même énergie E_p pouvaient créer des gerbes de tailles très différentes en fonction du niveau t_o de l'interaction initiale. La figure 51 (chapitre III) montre comment sont distribuées, de 0, 6.10^5 particules à 5, 6.10^5 particules, les tailles de gerbes engendrées par des protons isoénergétiques de 10^{15} eV. De la même manière, des protons d'énergies très différentes peuvent engendrer des gerbes de même taille et nous nous proposons de rechercher la distribution des énergies primaires qui peut être associée à une taille donnée N_e, par exemple $N_e = 10^5$. Cette distribution est obtenue à partir des distributions $P(N_e, E_p)$ calculées pour toutes les énergies E_p susceptibles de donner une taille N_e. La limite inférieure E_{p_1} est telle que le niveau t_o de

la première interaction permette au maximum de la grande gerbe de coïncider avec le niveau de la mer. La borne supérieure E_{p_2} correspond aux conditions d'absorption maximale avec $t_o = 0$.

Un traitement statistique assez long nous a conduit à la distribution $\pi_e(E_p, 10^5)$, probabilité relative pour qu'un proton primaire d'énergie E_p puisse être associé à une taille de 10^5 particules, représentée sur la figure 67. A l'extrême gauche de la distribution se trouvent des gerbes d'énergie légèrement supérieure (ou égale) à E_{p_1} dont le nombre de particules au maximum est 10^5. (E_{p_1} de l'ordre de $0{,}24.10^{15}$ eV). Parmi les gerbes d'énergie voisine de E_{p_1} très peu répondent aux conditions requises, mais en raison de la très forte décroissance de l'intensité des rayons cosmiques primaires avec l'énergie, ces gerbes sont plus nombreuses que les gerbes de 10^{15} eV, ayant un comportement normal et le spectre différentiel d'énergie primaire joue un rôle important dans le calcul de $\pi_e(E_p, 10^5)$. La figure 67 montre qu'avec des poids statistiques différents, les énergies des protons qui peuvent engendrer des gerbes de 10^5 particules au niveau de la mer s'échelonnent de 0,24 à $1{,}2.\ 10^{15}$ eV, avec accumulation des énergies primaires vers la borne inférieure. Il n'est pas impossible qu'un corpuscule d'énergie supérieure à E_{p_2} crée une gerbe de 10^5 particules en interagissant pour la première fois à moins de 2 Km d'altitude, mais la probabilité de cet évènement est une fonction presque nulle.

La valeur moyenne $\bar{E}_p$ qu'il convient d'associer à la taille $N_e = 10^5$ est :

$$\bar{E}_p = \frac{\int_{E_{p_1}}^{E_{p_2}} E_p \pi_e (E_p, 10^5)\, dE_p}{\int_{E_{p_1}}^{E_{p_2}} \pi_e(E_p, 10^5)\, dE_p} \# 0{,}53 \ .10^{15} \text{ eV}$$

Cette énergie est la moitié de celle qui est requise pour le comportement normal. Identifier ce comportement au comportement moyen, reviendrait donc à surestimer du double l'énergie primaire, à confondre le flux des protons de 5.10^{14} eV et à compter dans le spectre cosmique intégral d'énergie plus de 10 fois trop de protons d'énergie supérieure à 10^{15}eV.

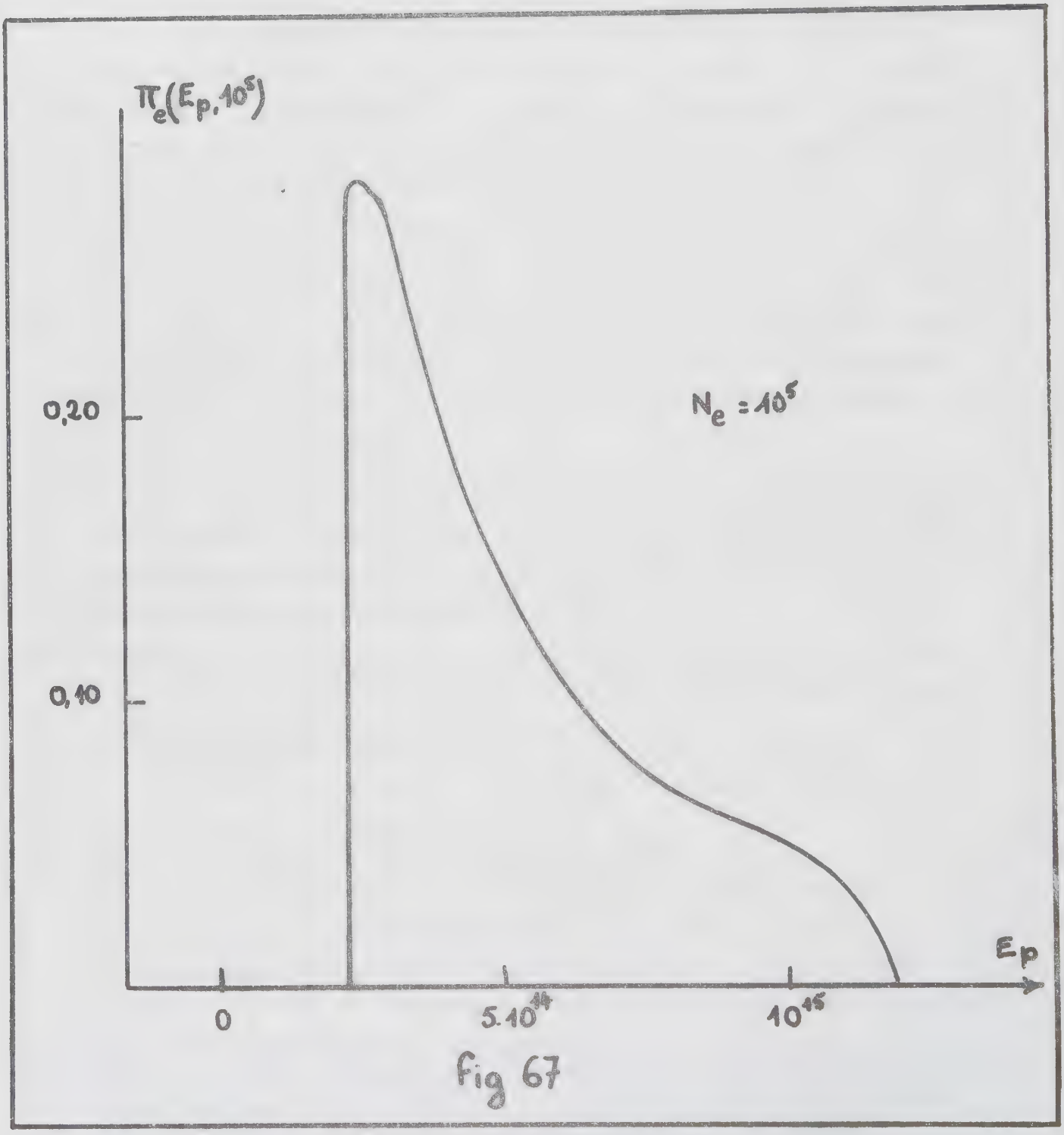


Fig 67

L'énergie moyenne ainsi déterminée est celle d'une gerbe dont le niveau de l'interaction initiale est bien plus bas que celui qui correspondrait à un libre parcours moyen : ce niveau de départ est exactement défini par la relation (26). La distribution π_e (E_r, 10^5) obtenue pour le type d'interaction nucléaire déjà décrit (IV.I.2) ne change pas de configuration si un autre type moyen d'interaction est adopté et nous avons constaté que π_e (E_p, N_e) calculée pour d'autres valeurs de N_e, entre 10^4 et 10^{10} particules, appelait les mêmes remarques compte tenu de la variation de $\bar{t}_o$ avec N_e.

Des distributions π_e (E_p, N_e) nous avons tiré la relation qui permet de passer de N_e à $\bar{E}_p$:

$$(33) \qquad \bar{E}_p = 5{,}3.10^{14}\left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{0{,}92} \qquad (\bar{E}_p \text{ en eV})$$

Cette relation convient pour $10^4 \leqslant N_e \leqslant 10^8$ et peut être utilisée en première approximation $N_e \geqslant 10^8$.

La même distribution des énergies primaires a été calculée non plus pour un nombre d'électrons donné, mais pour un nombre de muons N_μ donné au niveau de la mer. La fig. 68 représente la probabilité $\pi_\mu(E_p, 3{,}3.10^4)$ pour qu'un corpuscule d'énergie E_p soit associé à l'arrivée de $N_\mu = 3{,}3.10^4$ muons. Cette distribution est beaucoup moins étalée que celle de la figure 67, et, cette fois-ci, la valeur moyenne de $\bar{E}_p$ coïncide avec la valeur obtenue pour le comportement normal. La partie gauche de cette distribution correspond à une gerbe interagissant au sommet de l'atmosphère. Pour le plus grand nombre des gerbes de 33 000 muons, l'énergie E_p est déterminée à 15 % près, la partie extrême droite concernant des gerbes nées à très basse altitude, reconnaissables par une distribution latérale électronique très "jeune" et une densité de muons très élevée près de l'axe, décroissant très vite quand r augmente.

La relation permettant d'évaluer $\bar{E}_p$ à partir de N_μ est :

$$(34) \qquad \bar{E}_p = 9{,}65.10^9 . N_\mu^{1{,}11}$$

sauf pour un petit nombre de grandes gerbes, cette relation détermine

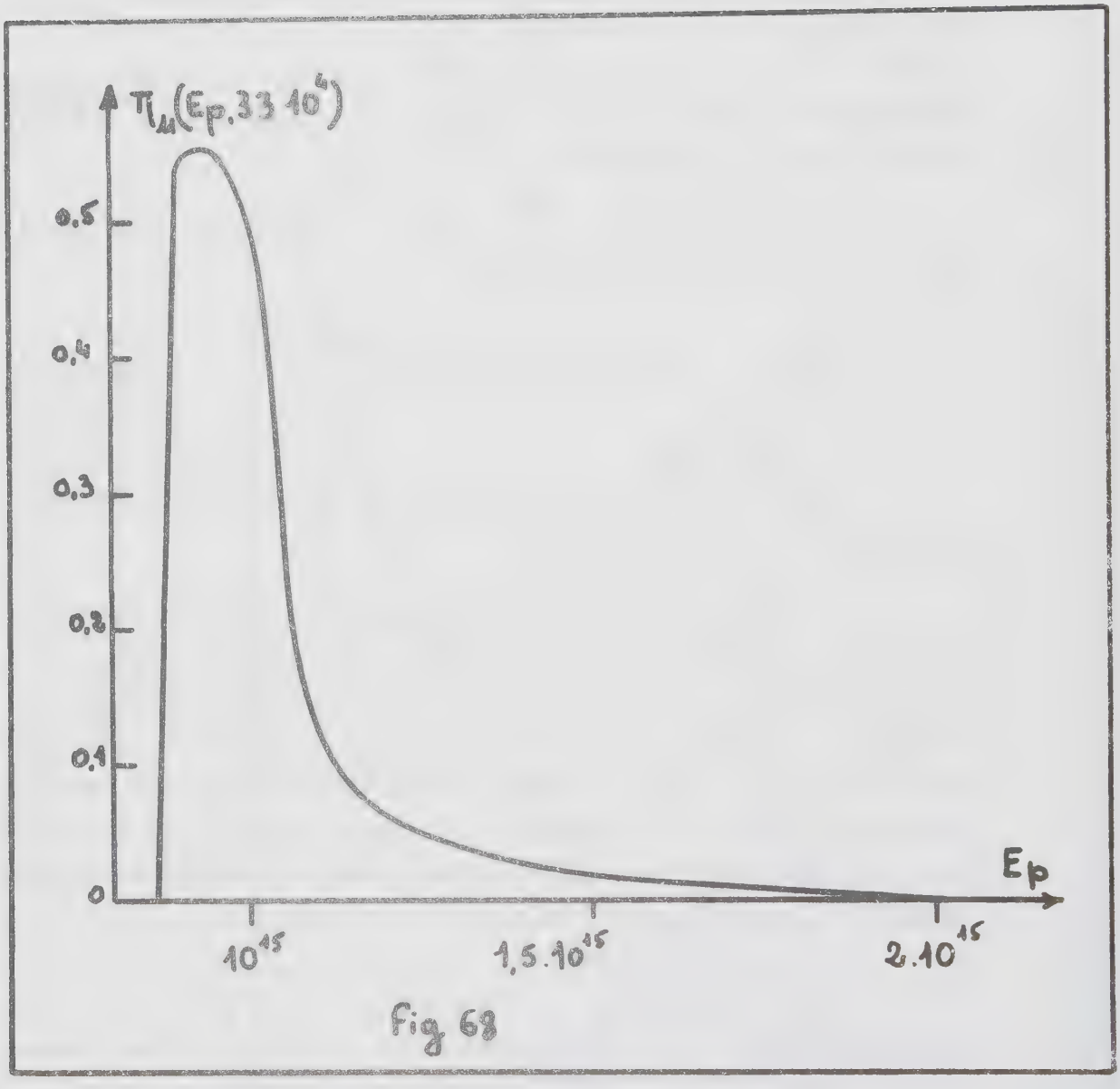


Fig 68

également E_p avec une bonne approximation pour des gerbes individuelles.

b) -Influence composée des fluctuations du type I et II sur l'appréciation de $\bar{E}_p$.

Il convient maintenant d'examiner dans quelle mesure les fluctuations du type II et l'influence composée de ces fluctuations avec celles du type I affectent la détermination de $\bar{E}_p$.

L'effet des fluctuations du type II a déjà été décrit au chapitre III : l'aspect d'une gerbe au niveau de la mer résulte essentiellement de la valeur de η à la première interaction et du niveau t_o de cette première interaction. Si la probabilité de collision à une profondeur t_o est bien connue, la probabilité d'observer une inélasticité η est inconnue aux énergies des grandes gerbes et nous adoptons, à titre d'exemple seulement la distribution utilisée aux énergies des accélérateurs (51) :

$$\varphi(\eta) = - C (1 - \eta)^{\sqrt{2}} \text{ Log } (1 - \eta).$$

La probabilité d'observer après ce type d'interaction N_e électrons au niveau de la mer n'est autre que la probabilité composée

$$p(N_e, E_p) = p_1(t_o)\varphi(\eta)$$

En injectant dans l'atmosphère des protons de même énergie interagissant pour la première fois à une altitude t_o fixée, la méthode de simulation nous donne la distribution $p_1(N_e)$ des tailles obtenues pour toutes les valeurs de η ; $p(t_o)$ conservant une valeur constante.

La distribution de ces tailles pour quelques valeurs de η est consignée dans le tableau ci-dessous pour plusieurs valeurs de t_o ($E_p = 10^{15}$eV)

$N_e = f(\eta, t_o)$ au niveau de la mer

t_o	z o	$P_1(t_o)$	$\eta = 0$ $\rho(\eta) = 0$	$\eta = 0,4$ $\rho(\eta) = 3,65$	$\eta = 0,7$ $\rho(\eta) = 0,81$	$\eta = 0,94$ $\rho(\eta) = 0,27$
0	50	0,005	97 800	54 400	16 400	0 000
90	17	0,28	170 000	97 800	34 300	23 500
180	12,5	0,176	279 000	170 000	71 300	58 600
270	9,8	0,110	425 000	270 000	144 000	136 000
360	7,9	0,065	579 000	425 000	274 000	287 000
450	6,3	0,030	664 000	579 000	471 000	532 000
540	5	0,016	574 000	664 000	682 000	812 000
630	3,9	0,010	299 000	574 000	723 000	882 000
720	2,8	0,004	67 200	299 000	408 000	488 000
810	1,8	0,002	4 140	67 200	87 400	100 000
900	1	0,001	0	4 140	47 900	51 500

Ces distributions, pour chaque valeur de t_o sont représentées sur les figures 69 et 70 à mesure que t_o augmente, la dispersion des tailles s'accroît pour devenir maximale lorsque t_o est voisin de π_{max} et diminuer ensuite.

Chaque distribution est affectée du poids statistique correspondant à chaque valeur de t_o. Ces distributions restituant fidèlement la fonction $\rho(\eta)$ sont symétriques avec coïncidence des valeurs moyennes et les valeurs les plus probables de N_e.

Les fluctations de η permettent en outre à une grande gerbe d'avoir une taille maximale plus élevée au niveau de la mer que la taille maximale obtenue en ne tenant compte que des fluctuations du type τ.

De l'ensemble de ces distributions calculées pour toutes valeurs de t_o est déduite la probabilité $\alpha N_e(t_o)$ pour qu'une grande gerbe engendrée à la profondeur t_o possède une taille N_e fixée, (η ne pouvant plus prendre qu'une seule valeur déterminée par le choix de N_e et t_o)

$$\alpha_{N_e}(t_o) = P_1(t_o)\, P_2(N_e) = P_1(t_o)\, \rho(\eta(t_o, N_e))$$

	t_o											
	P_1	0,005	0,28	0,176	0,11	0,165	0,03	0,016	0,01	0,004	0,002	0,001
$N_e=0,5.10^5$	P_2	0,364	0,16	0	0	0	0	0	0	0	0,16	0,027
	$\alpha_{N_e}(t_o)$	0,00182	0,0464	0	0	0	0	0	0	0	0,00032	0,000027
$N_e=10^5$	P_2	0,025	0,364	0,2	0	0	0	0	0	0,012	0,021	0
	$\alpha_{N_e}(t_o)$	0,000125	0,105	0,0352	0	0	0	0	0	0,00048	0,000042	0
$N_e=2.10^5$	P_2	0	0	0,33	0,29	0	0	0	0	0,1	0	0
	$\alpha_{N_e}(t_o)$	0	0	0,058	0,03	0	0	0	0	0,0004	0	0
$N_e=4.10^5$	P_2	0	0	0	0,12	0,364	0	0	0,06	0,1	0	0
	$\alpha_{N_e}(t_o)$	0	0	0	0,013	0,0236	0	0	0,006	0,004	0	0
$N_e=8.10^5$	P_2	0	0	0	0	0	0,35	0,04	0,26	0	0	0
	$\alpha_{N_e}(t_o)$	0	0	0	0	0	0,0105	0,00061	0,003	0	0	0
$N_e=8.10^5$	P_2	0	0	0	0	0	0	0,002	0,08	0	0	0
	$\alpha_{N_e}(t_o)$	0	0	0	0	0	0	$3,2.10^{-5}$	8.10^{-4}	0	0	0

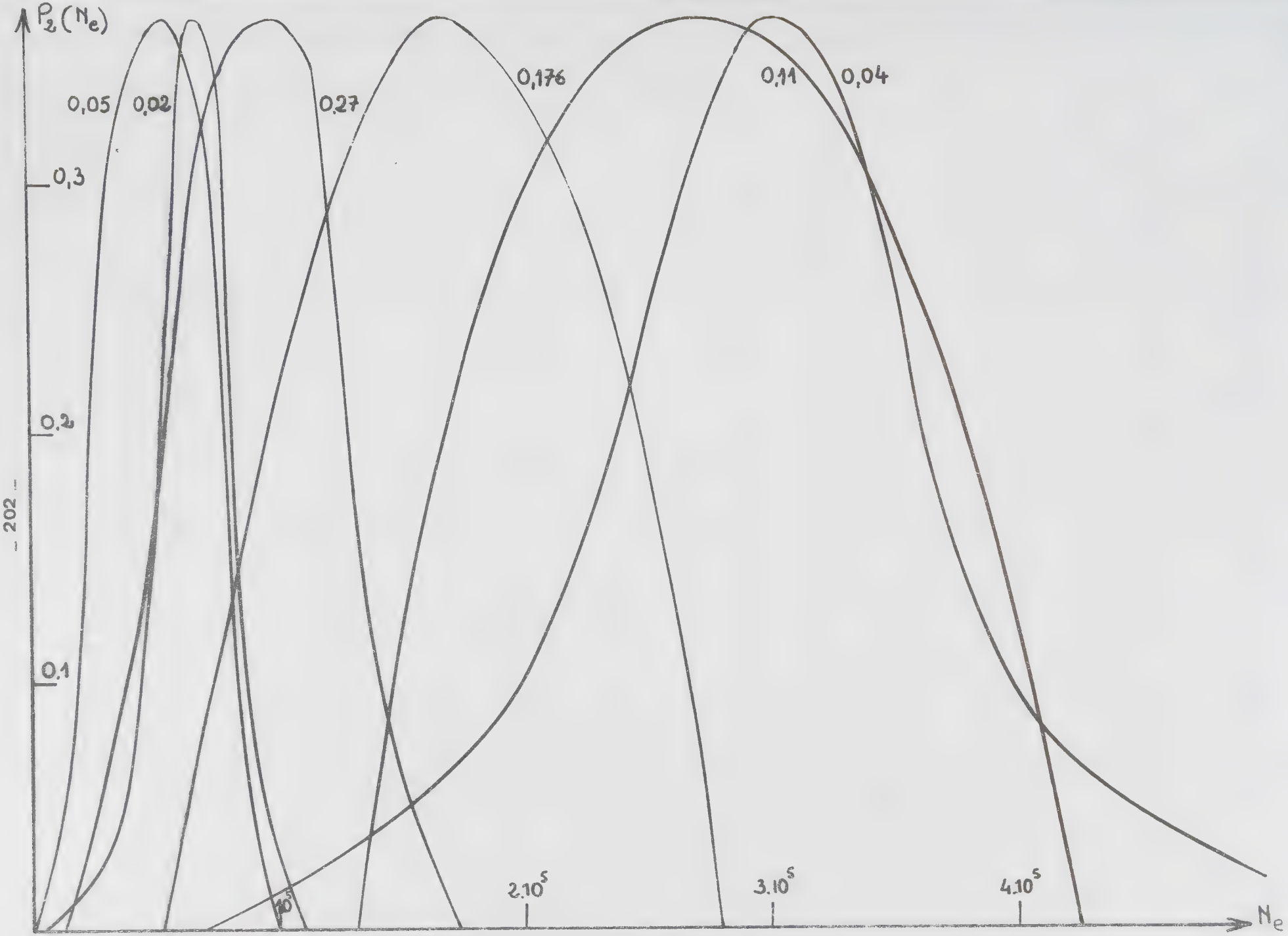


Fig. 69

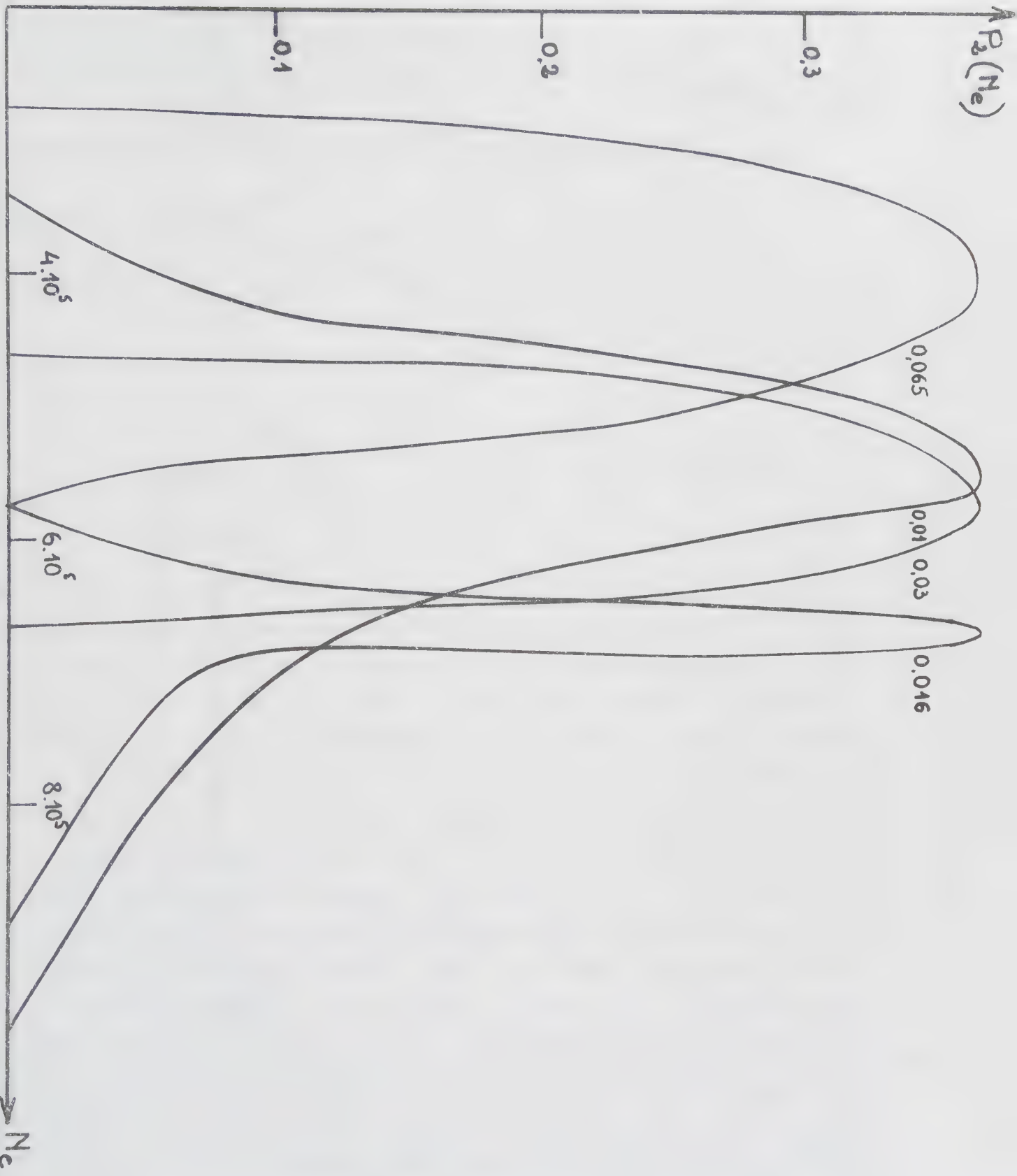


Fig. 69 bis

La fonction $\alpha_{N_e}(t_o)$ est représentée sur la fig. 71 pour des tailles comprises entre 50 000 et 600 000, l'énergie primaire restant toujours fixée à 10^{15} eV.

Quelques valeurs de $\alpha_{N_e}(t_o)$ sont données à titre indicatif dans le tableau ci-contre.

La probabilité totale d'obtenir à partir d'un corpuscule d'énergie E_p une taille N_e est, en tenant compte de tous les couples (η, t_o) remplissant les conditions requises (quand N_e est fixé, η devient une fonction de t_o) l'intégrale :

$$P(N_e, E_p) = \int_0^{1033} N_e(t_o)\, dt_o = \int_0^{1033} P_1(t_o) P_2(N_e) dt_o$$

La courbe représentative de $P(N_e, E_p)$ pour $E_p = 10^{15}$ eV est tracée sur la figure 71 en fonction de N_e et mérite d'être comparée avec celle de la figure 51 qui tient compte des fluctuations du type I seulement (86). L'influence des fluctuations du type II apparait nettement à gauche du maximum et surtout à droite où il y a dépassement de la taille maximale. Il est important de constater que la valeur moyenne $\bar{N}_e$ correspondant à 10^{15} eV est $\bar{N}_e = 2.10^5$, soit la même que si les fluctuations du type II avaient été négligées. La gerbe moyenne fabriquée par compilation des gerbes de N_e particules est bien celle qui correspond au comportement moyen déjà défini : il est parfaitement légitime d'utiliser cette gerbe moyenne pour accéder aux caractéristiques moyennes des interactions nucléaires, comme nous l'avons fait, sans présumer d'aucun effet systématique des fluctuations du type II. Dans la mesure où la correspondance énergie primaire-taille moyenne $(E_p - \bar{N}_e)$ n'est pas affectée statistiquement par le distribution des inélasticités (pourvu que ce soit une distribution $\varphi(\eta)$ a peu près symétrique par rapport à $\bar{\eta}$), la correspondance $N_e - \bar{E}_p$ doit tenir compte uniquement de l'effet naturel des fluctuations du type I : compter les gerbes de N_e particules revient ainsi à dénombrer directement le nombre des protons primaires d'énergie $\bar{E}_p$ ($\bar{E}_p$ déterminé par la relation (33)) du flux cosmique primaire.

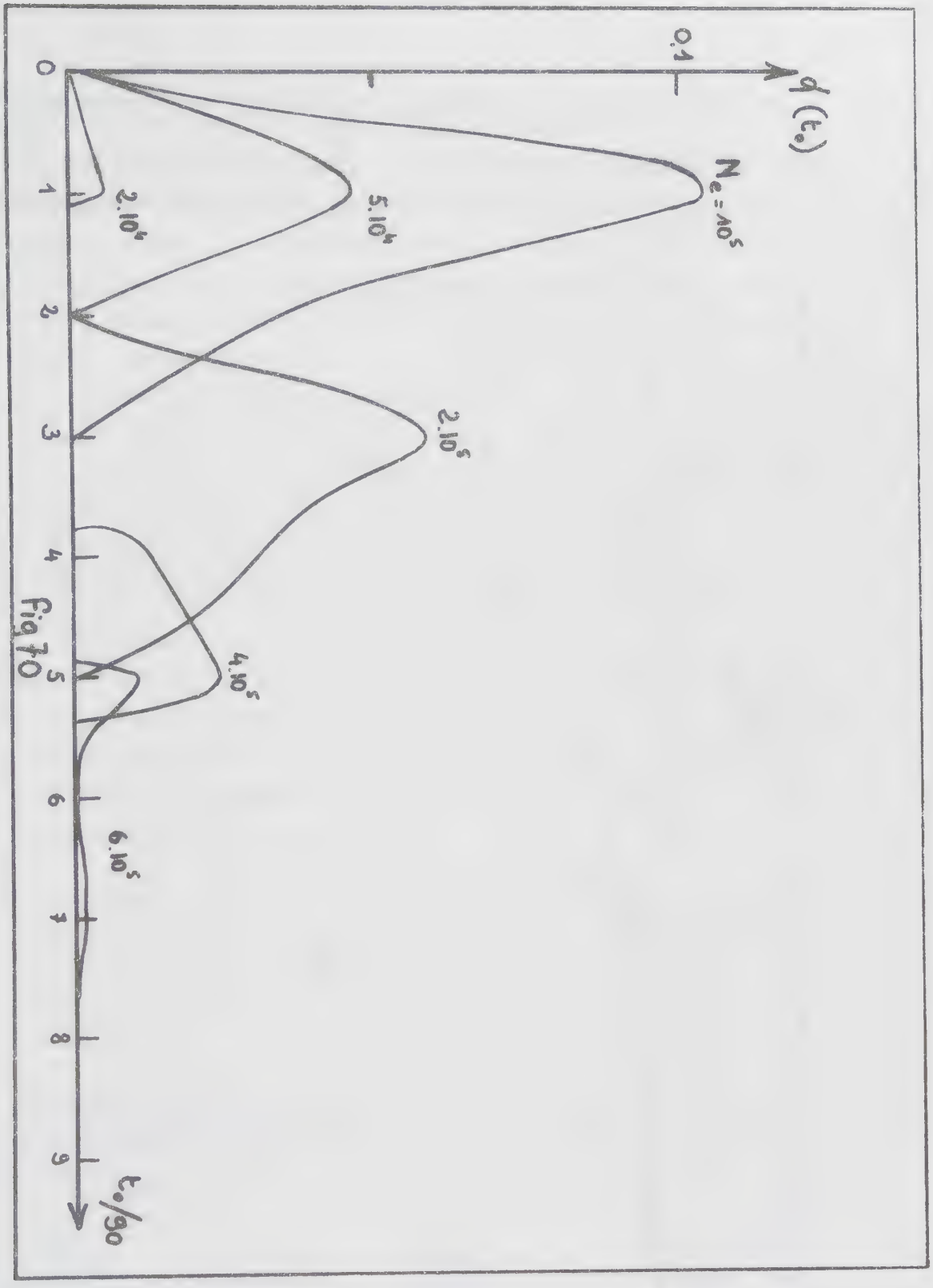


Fig 70

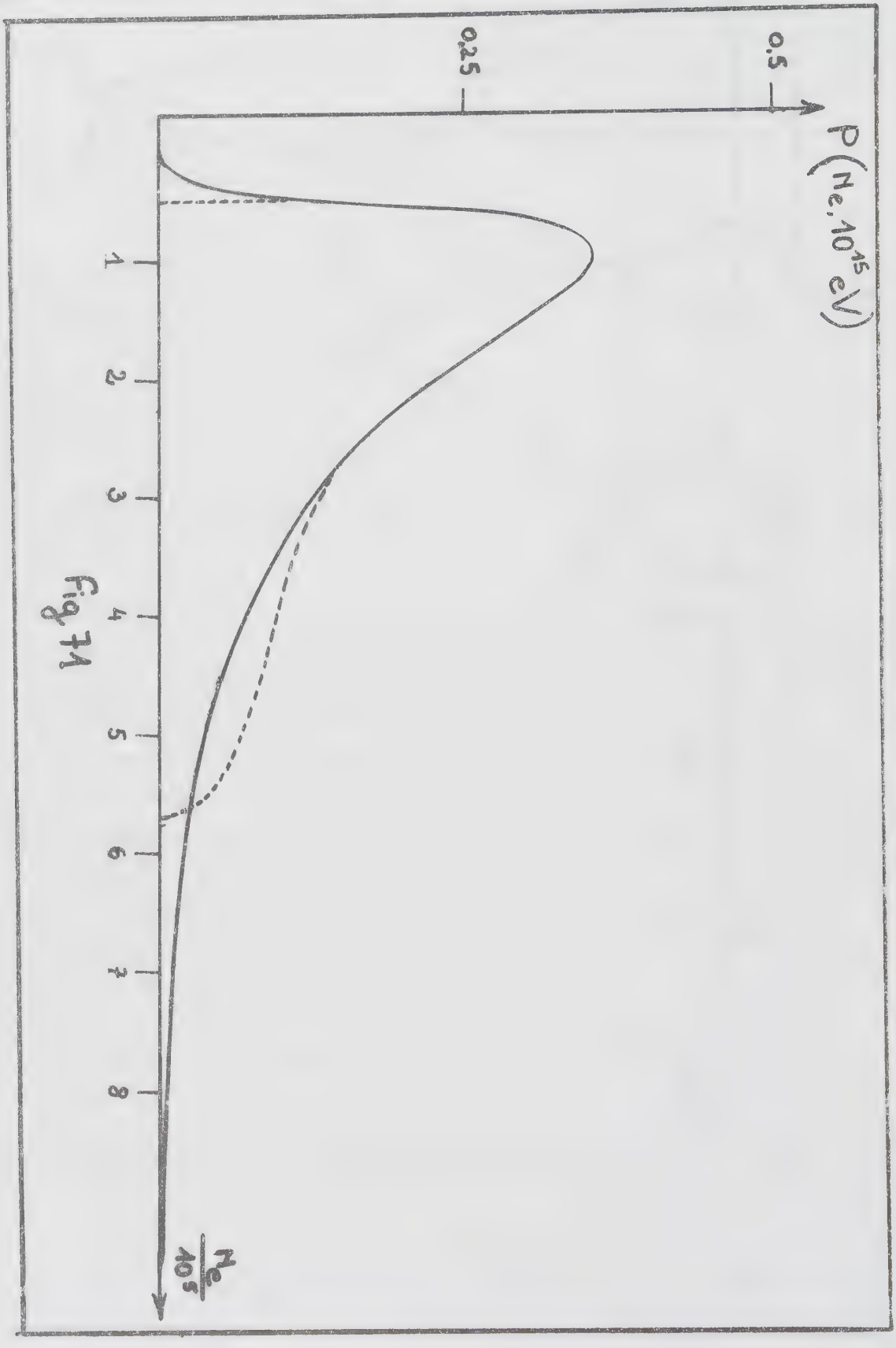


Fig 71

c) - Accès à E_p pour des gerbes individuelles :

Il n'est pas possible de négliger les fluctuations du type II si l'on désire évaluer l'énergie E_p du corpuscule qui engendre une grande gerbe considérée comme un évènement isolé. Cette détermination relève d'une méthode d'analyse des gerbes individuelles sous forme d'une séquence de "tests" : celle-ci sera envisagée au chapitre VI et nous examinerons ici uniquement quelques critères très rudimentaires, qui sont à l'origine d'une appréciation très satisfaisante de E_p pour des protons primaires. L'usage de ces critères est subordonné, comme pour la détermination des valeurs singulières des paramètres d'interaction, aux performances de l'installation expérimentale. Il requiert une multiplicité de détecteurs trois à six fois plus élevée que dans un ensemble de détection servant à étudier les propriétés moyennes des grandes gerbes.

En dépit de la variété des conditions de création des grandes gerbes, E_p est déterminé par trois méthodes différentes associées à trois catégories de gerbes engendrées par des protons : la classification d'une grande gerbe par un observateur situé au niveau de la mer dans l'une de ces catégories, désignées A, B, C, fait en fonction de leurs caractéristiques physiques :

- catégorie A : gerbes riches en muons
- catégorie B : gerbes d'abondance muonique moyenne telles que $\delta_{3,80} < 200$
- catégorie C : gerbes très "jeunes" telle que $\delta_{3,80} \geqslant 200$

En catégorie A, nous avons attribué à la dénomination gerbe riche en muons une signification précise : est dite gerbe riche en muons toute gerbe telle que ;

$$\frac{N_\mu}{N_e} \geqslant \left(\frac{N_\mu}{N_e}\right)_1 \qquad \text{avec} \qquad \left(\frac{N_\mu}{N_e}\right)_1 = 0{,}338 \left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{-0{,}25}$$

Cette variété peut être contaminée par les gerbes engendrées par des noyaux et nous verrons aux paragraphes suivants quels sont les critères qui les distinguent des gerbes engendrées par des nucléons.

En ce qui concerne ces dernières, il faut déterminer successivement t_o et η par élimination entre les relations (29) et (30) ou (29) et (31) qui sont rappelées ici.

$$(29) \qquad \frac{N_\mu}{N_e} = \left[1{,}58\,\eta\; e^{-0{,}208\,(\frac{t_o}{100})} + 0{,}04\,(\frac{t_o}{100})^{2{,}92}\right]\left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{-0{,}262}$$

$$(30) \qquad \frac{N_h}{N_\mu} = 10^{-2}\,(0{,}22\,(\frac{t_o}{100}) + 0{,}863)\,\log\left[\frac{1{,}33 - 0{,}0166(\frac{t_o}{100})}{\eta}\right]\left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{0{,}06}$$

$$(31) \qquad \delta_{3,80} = \left[88 + 3{,}89\,(\frac{t_o}{100}) - 125\,(\;-0{,}35)^{1{,}34}\right]\left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{\alpha}$$

avec $\alpha = 0{,}008 + 2\,|\,\eta - 0{,}6\,|^{2{,}7}$

Pour chaque couple (t_o, η), il existe une application biunivoque $E_p - N_e$. Cette bijection se fait commodément en utilisant des réseaux construits à partir de la méthode de simulation semblables à ceux des figures 72, 73, 74 tracées ici pour trois valeurs de t_o seulement. L'énergie E_p est obtenue avec d'autant plus de précision que l'interpolation est facilitée par l'élaboration de telles abaques pour une série arithmétique de valeurs de t_o allant de 0 à 300 g/cm^2 et ayant pour raison 10 g/cm^2.

Ce procédé donne de meilleurs résultats qu'une fonction analytique approchée à trois variables $E_p = f(N_e, t_o, \eta)$, car il permet d'apprécier en lecture directe dans quelle mesure la valeur de E_p est altérée par les erreurs expérimentales.

Les catégories A, B, C possèdent l'avantage d'être disjointes et il n'y a pas de risque de confusion : les gerbes de la catégorie A sont des gerbes "âgées" telles que $\delta_{3,80} \leq 90$, outres qu'elles sont riches en muons.

En catégorie B, les gerbes remplissent deux conditions :

$$\left(\frac{N_\mu}{N_e}\right) < \left(\frac{N_\mu}{N_e}\right)_1 \quad \text{et} \quad 90 < \delta_{3,80} < 200$$

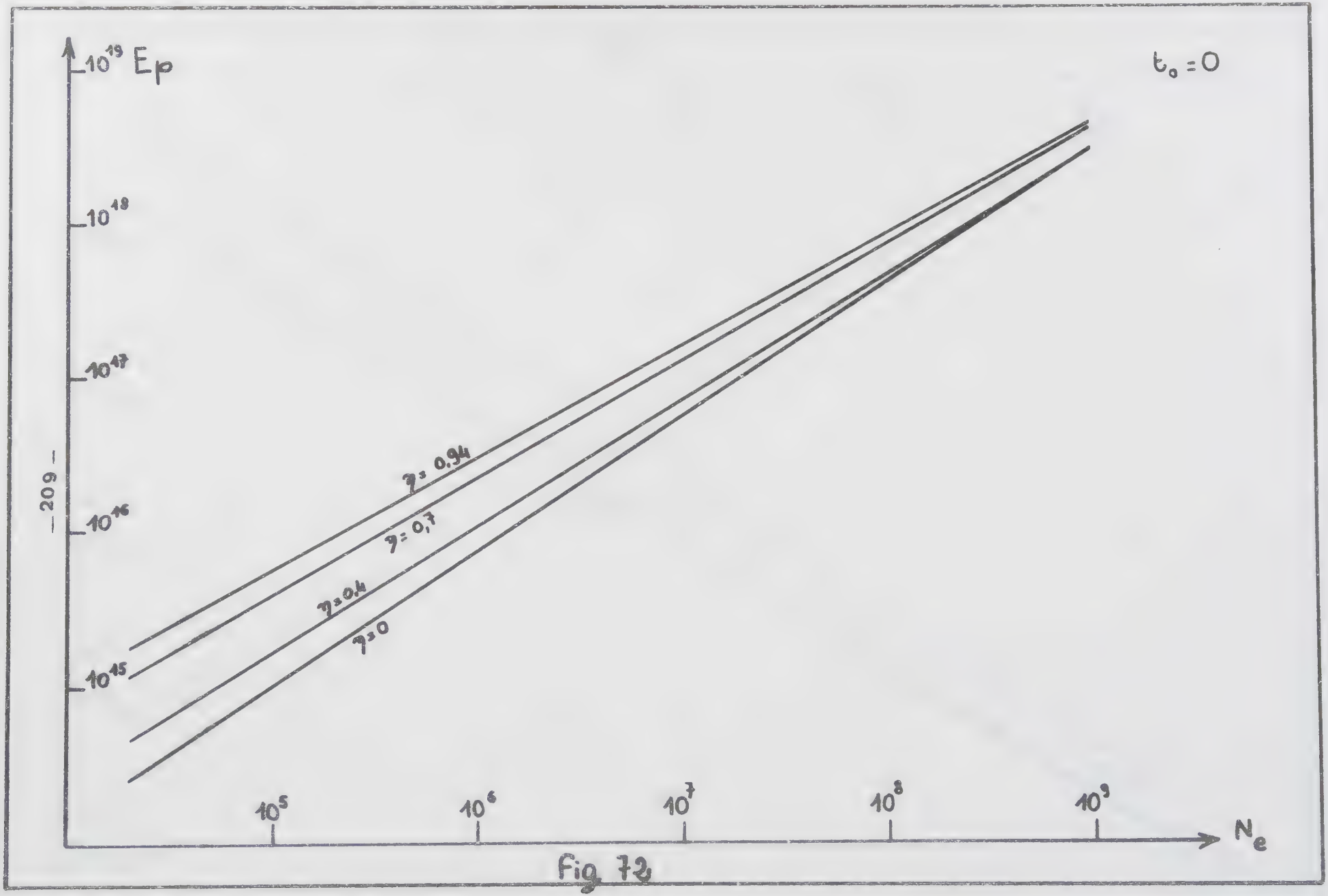

10^{19} Ep
$t_0 = 0$
10^{18}
10^{17}
10^{16}
10^{15}
$\eta = 0.94$
$\eta = 0.7$
$\eta = 0.4$
$\eta = 0$
10^5
10^6
10^7
10^8
10^9
N_e

Fig 72

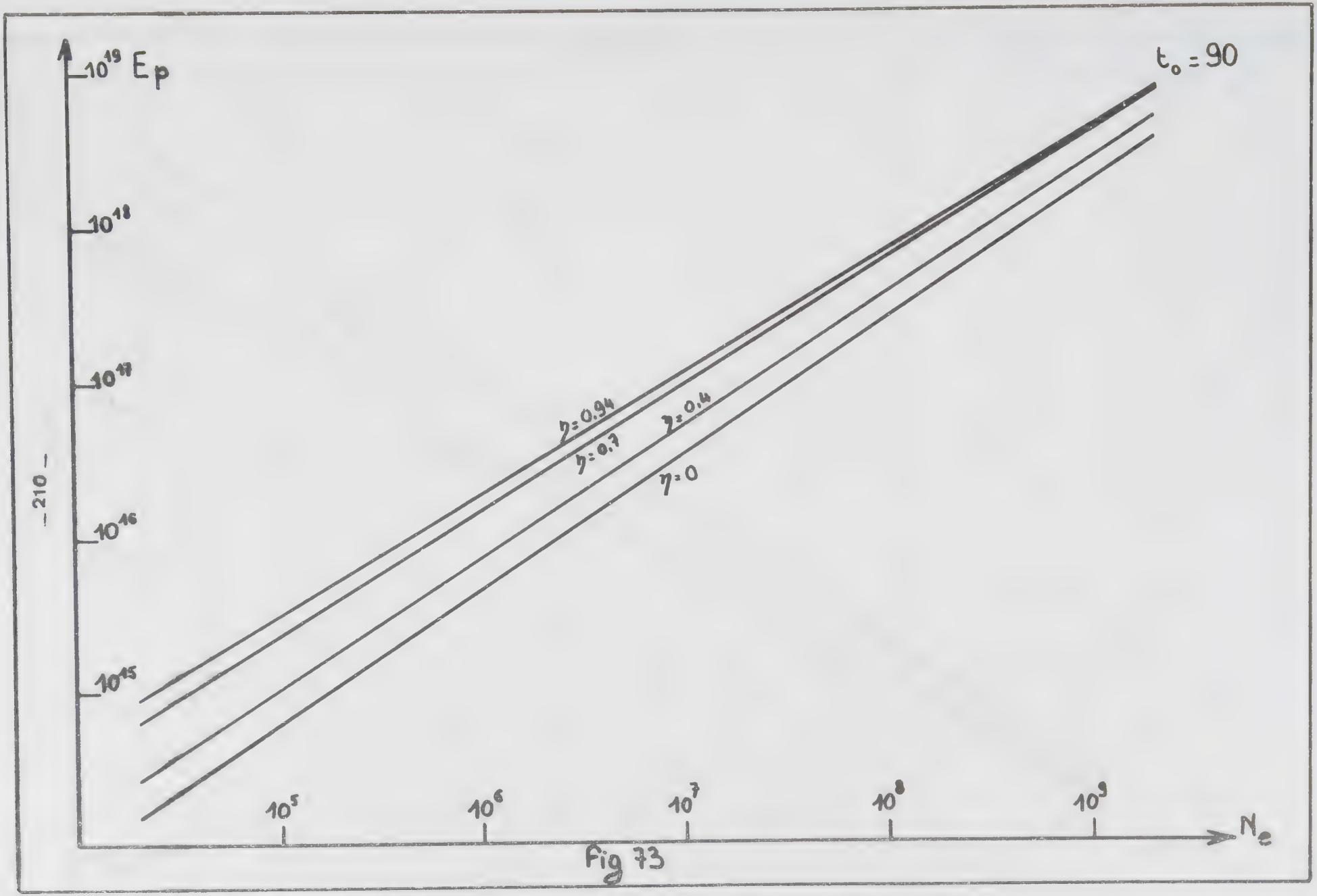

10^{19} Ep
$t_o = 90$
10^{18}
10^{17}
10^{16}
10^{15}
$\gamma = 0.94$
$\gamma = 0.7$
$\gamma = 0.4$
$\gamma = 0$
10^5
10^6
10^7
10^8
10^9
N_e

Fig 73

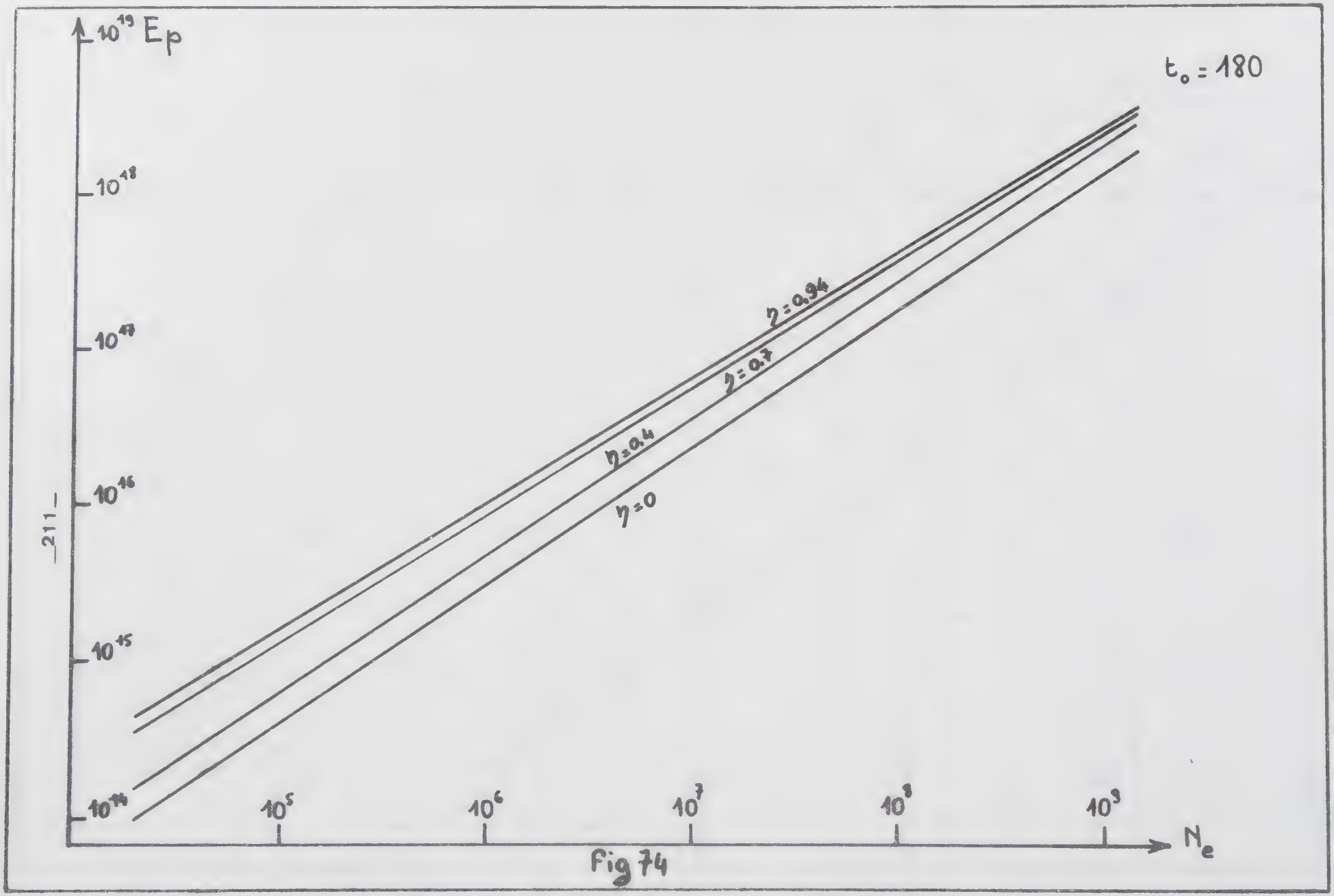

10^{19} Ep
$t_o = 180$
10^{18}
10^{17}
10^{16}
10^{15}
10^{14}
$\gamma = 0.94$
$\gamma = 0.7$
$\gamma = 0.4$
$\gamma = 0$
10^5
10^6
10^7
10^8
10^9
N_e

Fig 74

$\delta_{3,80}$, rapport des densités électroniques mesurées à 3 mètres et 80 mètres de l'axe caractérise la croissance de la densité électronique avec r. Ces densités peuvent être mesurées à d'autres distances r_1 et r_2 pourvu que $r_1 \leqslant 30$ mètres et $r_2 \geqslant 80$ mètres, mais il faut changer les limites de l'intervalle contenant δ_{r_1, r_2} pour chaque couple (r_1, r_2) : c'est donc uniquement à titre d'exemple que $\delta_{3,80}$ reste notre cobaye favori.

L'énergie E_p pour les gerbes de la catégorie B peut être déterminée par une extension des méthodes préconisées en catégorie A ; mais dans ce cas les relations de départ (29) à (31) doivent être totalement modifiées.

Il se trouve que pour les gerbes de cette variété N est pratiquement indépendant de η ; B et t_o. Il y aura lieu d'user de la relation (34) étendue aux gerbes individuelles.

$$(34) \qquad E_p = 9{,}65.10^9 \, N_\mu^{1{,}11}$$

Les gerbes de la catégorie C satisfont à une seule condition :

$$\delta_{3,80} \geqslant 200$$

Ces gerbes sont des gerbes très"jeunes" nées entre 5000 m et le niveau de la mer.

Pour chaque valeur de $\delta_{3,80}$, il existe une bijection entre N_e et E_p. Il n'est pas nécessaire de connaître η , $\delta_{3,80}$ étant essentiellement fonction de t_o.

Le tableau ci-dessous montre comment $\delta_{3,80}$ et N_e varient en fonction de t_o pour $E_p = 10^{15}$eV et $E_p = 10^{17}$eV,

$t_o(g/cm^2)$	540	630	720	810	900
N_e	664 000	574 000	299 000	67 200	4 140
$\delta_{3,80}$	216	360	740	1 580	3 500

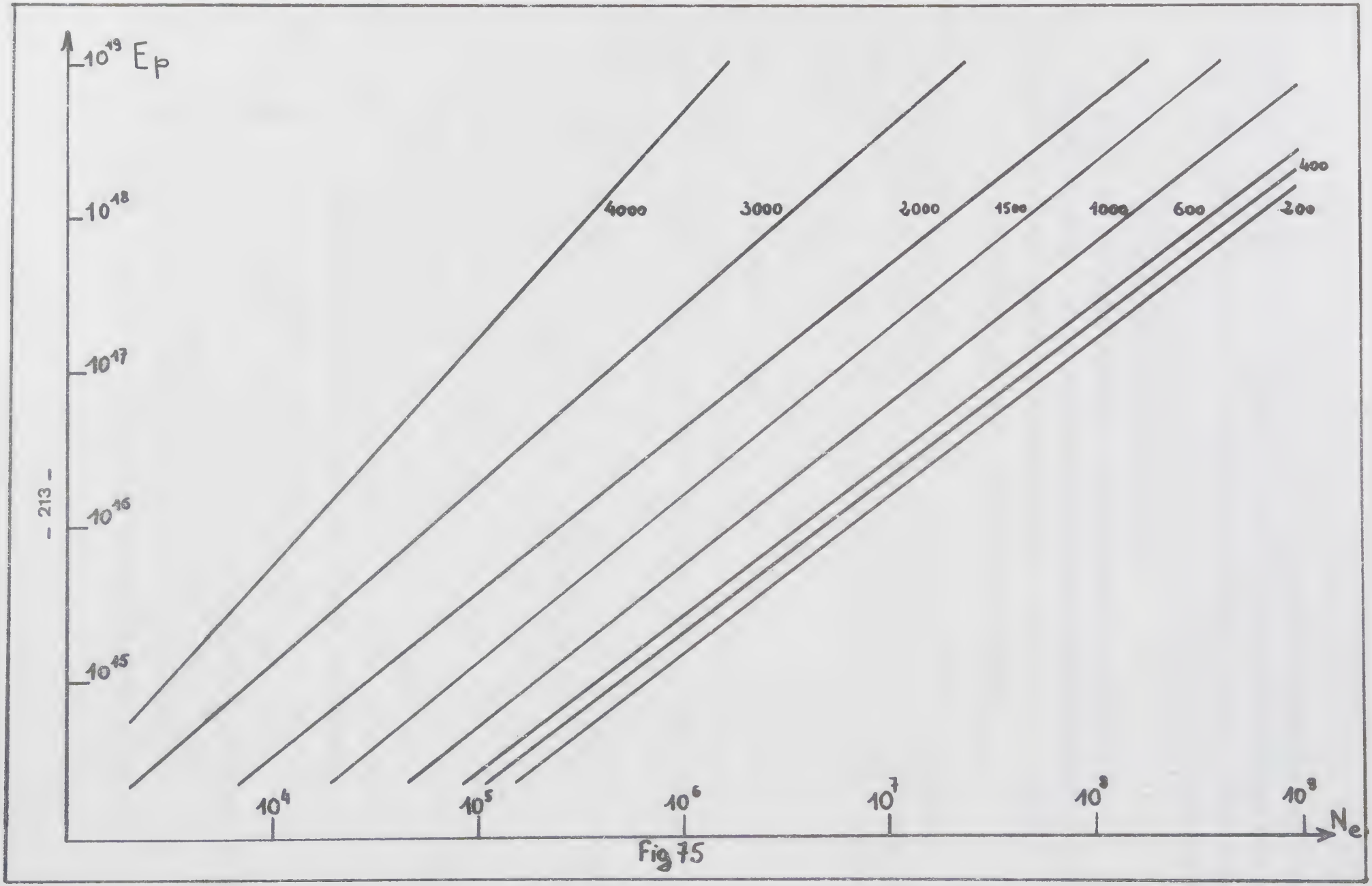

10^{19} Ep
10^{18}
10^{17}
10^{16}
10^{15}
4000
3000
2000
1500
1000
600
400
200
10^4
10^5
10^6
10^7
10^8
10^9
Ne

Fig 75

$E_p = 10^{17}$ eV

t_o (g/cm^2)	450	540	630	720	810	900
N_e	$6,93.10^7$	6.10^7	$3,41.10^7$	$9,74.10^6$	$1,07.10^6$	$2,93.10^4$
$\delta_{3,80}$	230	350	655	1 300	2 460	4 620

Dans cette catégorie l'énergie E_p sera simplement lue sur la figure 75 en fonction de N_e par interpolation suivant la valeur de $\delta_{3,80}$. Il est à remarquer que dans cette catégorie le nombre des gerbes décroît d'autant plus vite que $\delta_{3,80}$ est élevé . Cette circonstance pour une taille donnée requiert deux conditions : interaction initiale avec t_o très élevé ($P_1(t_o)$ décroît avec t_o). et arrivée simultanée d'un corpuscule primaire d'énergie plus élevée se produisant plus rarement. La probabilité composée de l'évènement résultant décroît si bien que moins de 1 % des grandes gerbes au niveau de la mer sont telles que $\delta_{3,80} \geq 3\,000$.

La répartition ,très approximative, par catégorie à laquelle il faut s'attendre est :

- catégorie A : 45 %
- catégorie B : 35 %
- catégorie C : 20 %

Dans le cas moins fréquent où le corpuscule primaire n'est pas un nucléon il importe de déterminer en premier sa nature chimique puis son énergie par des méthodes que nous indiquerons le cas échéant.

IV.- II. -2. L'identification du corpuscule primaire.

Après l'étude du cas des nucléons primaires, nous abordons successivement le cas des autres particules primaires éventuelles : autres noyaux, antinucléons, pions, électrons, photons.

a) Les noyaux lourds primaires.

Ainsi que nous l'avons montré au chapitre III, deux indices principaux permettent de reconnaître les grandes gerbes engendrées par des noyaux primaires : l'augmentation de l'abondance relative muons-électrons $\frac{N_\mu}{N_e}$ et dans le cas d'un flux primaire composé exclusivement de noyaux la réduction des fluctuations.

Dans l'étude des gerbes individuelles, le premier critère concernant la richesse en muons est le plus souvent retenu par les expérimentateurs (90 - 91 - 92 - 93- 94- 95), souvent pour une utilisation purement qualitative.

Le nombre de nucléons A du noyau primaire est tiré directement de l'abondance $\frac{N_\mu}{N_e}$ de chaque gerbe enregistrée dès que $\frac{N_\mu}{N_e} > \left(\frac{N}{N_e}\right)_1$ (chapitre III.IV.3), le modèle de superposition conduisant à la relation

$$(35) \qquad A = 11{,}27 \left(\frac{N_\mu}{N_e}\right)^{2{,}27} \left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{0{,}57}$$

Les conditions de validité de cette relation sont $A \geqslant 2$ et $10^4 \leqslant N_e \leqslant 10^8$. Une relation de ce type n'a pas de sens tant que parmi "les gerbes riches en muons" les gerbes engendrées par des noyaux ne sont pas distinguées des gerbes ayant subi des fluctuations du type I. C'est dans la catégorie A' que nous situerons les gerbes en engendrées par des noyaux lourds : nous avons mis en évidence deux "tests" afin d'éviter toute confusion avec les gerbes de la catégorie A (96) (86) à l'intention des expérimentateurs. L'usage d'un seul de ces"tests" suffit pour trancher le dilemne posé par les gerbes riches en muons. Ces deux critères reposent sur l'abondance relative hadrons-muons N_{p_1}/N_μ et sur le rapport δ_{r_1,r_2} des densités électroniques mesurées dans des conditions déjà définies. Pour une taille donnée et une abondance de muons fixée, les gerbes peuvent être divisées en deux groupes suivant le premier critère :

1°) Les gerbes pour lesquelles N_h/N_μ possède une valeur comprise entre la valeur obtenue pour une gerbe engendrée par un proton et la moitié de cette valeur (groupe A')

2°) Les gerbes pour lesquelles $\frac{N_h}{N_\mu}$ est très faible (gerbes riches en muons et pauvres en hadrons. (groupe A).

Dans les mêmes conditions, le second critère, plus pratique pour les expérimentateurs puisqu'il n'exige pas la détection de la composante hadronique, conduit à une partition de l'ensemble des gerbes de même

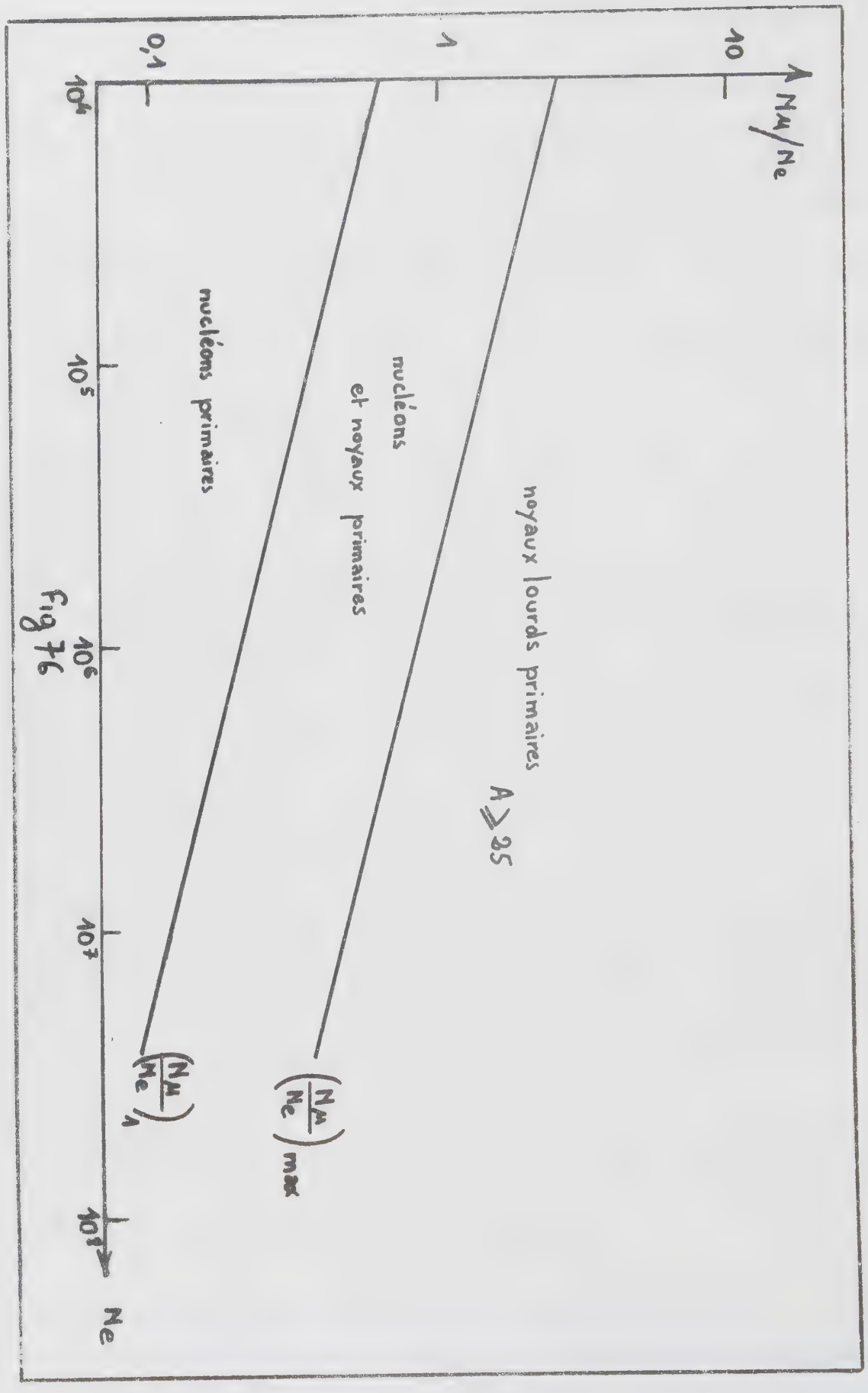

10
1
0,1
N_A/N_e
10^4
10^5
10^6
10^7
10^8
N_e
noyaux lourds primaires
$A \geqslant 25$
nucléons
et noyaux primaires
nucléons primaires
$\left(\frac{N_A}{N_e}\right)_{max}$
$\left(\frac{N_A}{N_e}\right)_1$

Fig 76

taille et de même abondance élevées de muons en deux parties disjointes :

1°) Les gerbes pour lesquelles $\delta \geq \delta_o (N_e, N_\mu/N_e)$ engendrées par des noyaux (la limite δ_o sera prise pour un noyau d'Uranium). (groupe A')

2°) Les gerbes telles que $\delta < \delta_o (N_e, N_\mu/N_e)$ (groupe A).

Nous avons établi que pour un noyau primaire ($A \geq 2$) N_h/N_μ ne peut prendre qu'une seule valeur pour une abondance de muons donnée :

$$(36) \qquad \left(\frac{N_h}{N_\mu}\right)_A = 4{,}5.10^{-3} \left(\frac{N_\mu}{N_e}\right)^{-0{,}304}$$

Si l'abondance hadrons-muons est inférieure à celle de la relation (36), l'évènement doit être rejeté en catégorie A et interprété par les relations (29) (30).

D'autre part, pour les gerbes d'origine nucléonique, N_μ/N_e est maximum pour $\eta = 1$. La conjonction, avec une probabilité tendant vers 0, des circonstances $t_o = 0$, $\eta = 1$ donne la fonction des "maximorum" $\left(\frac{N_\mu}{N_e}\right)_{max} = f(N_e)$ représentée sur la figure 76.

Toute gerbe telle que $\frac{N_\mu}{N_e} > \left(\frac{N_\mu}{N_e}\right)_{max}$ serait donc engendrée par un noyau et l'abondance des muons pourrait être utilisée pour dénombrer les noyaux primaires dès que $A \geq 25$ (Aluminium), le dilemme, origine nucléonique ou nucléaire, ne se posant plus dans cette région.

Pour $\frac{N_\mu}{N_e} \leq \left(\frac{N_\mu}{N_e}\right)_{max}$, le deuxième critère s'applique sans difficultés : pour limiter le traitement numérique, nous choisissons encore à titre d'exemple $r_1 = 3$ m et $r_2 = 80$ m. La méthode de simulation montre que $\delta_{3,80}$ est indépendant de A pour $A \leq 60$ (donc pour $\frac{N_\mu}{N_e} \geq \left(\frac{N_\mu}{N_e}\right)_{max}$) Il augmente de 88 à 92 si N_e croît de 10^4 à 10^8 particules.
Toute gerbe telle que $\delta_{3,80} < 88$ appartiendra à la catégorie A, tandis que les gerbes riches en muons telles que $88 \leq \delta_{3,80} < 92$ appartiendront à la catégorie A'.

Nous avons tracé sur la figure 76 un abaque extrait de nos

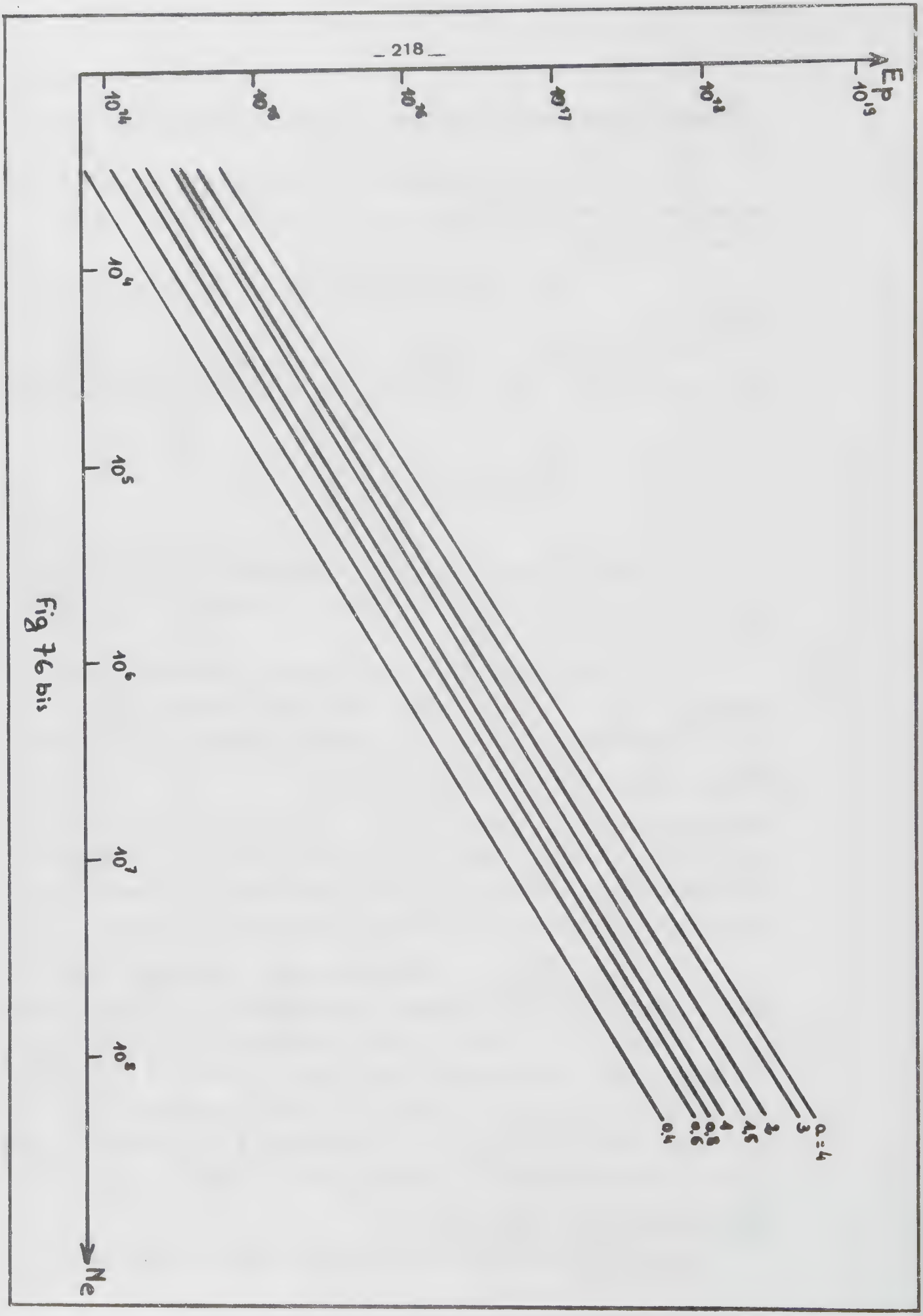

Ep
A
10^{19}
10^{18}
10^{17}
10^{16}
10^{15}
10^{14}
10^{4}
10^{5}
10^{6}
10^{7}
10^{8}
Ne
α=4
3
2,5
2
1,8
1,6
1,4

fig 76 bis

calculs qui donne l'énergie E_p de chaque noyau lourd primaire en fonction de la taille N_e. E_p est déterminée biunivoquement par chaque couple (N_e, A), A étant le nombre de nucléons du noyau cosmique, ou mieux encore comme sur la figure 76 par chaque couple (E_p, a). a est l'abondance muonique normalisée pour $N_e = 10^5$ définie par :

$$(37) \qquad a = \left(\frac{N_\mu}{N_e}\right) \left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{0,25}$$

où $\frac{N_\mu}{N_e}$ est l'abondance relative des muons dans la gerbe de taille N_e enregistrée. Pour chaque valeur de a, il est possible d'évaluer E_p par interpolation sur la figure 76 tracée pour $0,4 \leqslant a \leqslant 4$ (ces valeurs conviennent pour tous les cas de noyaux primaires.). La détermination de E_p par cette méthode présente l'avantage d'être indépendante du modèle choisi dans la simulation pour l'interaction noyau-noyau et toute erreur dans l'appréciation de A, qui n'est même plus nécessaire dès que la gerbe est reconnue de catégorie A'.

L'étude menée au chapitre III a montré d'autre part une réduction des fluctuations du type I d'autant plus important que le nombre de nucléons constituant le noyau primaire était élevé : la largeur moyenne de la bande de fluctuation $\Delta\bar{N}_e$, définie au début de ce chapitre, permet d'apprécier la valeur moyenne du nombre de masse $\bar{A}$ du constituant qui est le plus abondant en moyenne pour un nombre de muons N_μ donné grâce à la relation extraite de notre simulation :

$$(38) \qquad \bar{A} = 1,5.10^6 \left(\frac{N_\mu}{10^4}\right)^{1,82} \Delta\bar{N}_e^{-1,425}$$

La relation (38) est utilisable si $\bar{A} \geqslant 2$, $\Delta\bar{N}_e$ étant mesurée pour une collection de grandes gerbes de même nombre de muons N_μ.

b) Identification d'autres particules primaires éventuelles : antinucléons, photons, électrons, mésons.....

Dans le cas où l'interaction antinucléon primaire-noyau est telle que toute l'énergie de la particule incidente soit répartie entre les particules créées dans l'interaction, la gerbe résultante est très

différente d'une gerbe d'origine nucléonique (chapitre III IV). Ce type d'interaction est conforme au modèle statistique de Matsuda (97) qui est une adaptation du modèle thermodynamique de Fermi. Le dénombrement de ces corpuscules primaires se fait en comptant les gerbes ayant subi des fluctuations du type II telles que $\eta = 1$ (pour des nucléons la probabilité d'une interaction totalement inélastique est pratiquement nulle) grâce aux critères définis au paragraphe 1 de la seconde partie de ce chapitre. Ces gerbes, toujours riches en muons, engendrées par des antiprotons sont en outre soumises aux mêmes fluctuations du type I que les gerbes nucléoniques et nous avons établi pour ces gerbes les relations qui donnent l'énergie moyenne primaire $\bar{E}_p$ qu'il faut associer à une gerbe de taille N_e.

Si $N_e \leqslant 10^7$, il y a une relation de simple proportionnalité entre $\bar{E}_p$ et N_e : (39) $\bar{E}_p = 10^{10} N_e$ (E_p en eV), qui devient pour $N_e > 10^7$

ou (40) $$\bar{E}_p = 10^{17} \left(\frac{N_e}{10^7} \right)^{0,82}$$

Toujours en tenant compte des fluctuations, nous avons obtenu pour ces gerbes les relations qui caractérisent leurs abondances muoniques et hadroniques.

(41) $$\bar{N}_\mu = 0,225 \ \bar{N}_e^{0,98} \qquad N_e \leqslant 10^7$$

(42) $$\bar{N}_\mu = 2.10^6 \left(\frac{\bar{N}_e}{10^7} \right)^{0,90} \qquad N_e > 10^7$$

(43) $$\bar{N}_h = 1,12.10^{-4} \ \bar{N}_e^{1,05} \qquad N_e \leqslant 10^7$$

(44) $$\bar{N}_h = 1,5.10^3 \left(\frac{\bar{N}_e}{10^7} \right)^{0,97} \qquad N_e > 10^7$$

Dans cette variété de gerbes riches en muons et pauvres en hadrons il convient d'ajouter les gerbes qui pourraient avoir été engendrées par des mésons chargés (π^+, π^- par exemple) et pour lesquelles les relations (41 à (44 seraient utilisables. En raison de leur faible durée

de vie, ces particules primaires ne peuvent être produites que dans des interactions dans le vide à faible distance de l'atmosphère : leur fréquence d'arrivée est donc assez faible pour qu'il soit possible de conclure à l'arrivée d'un antinucléon dans le cas de la détection d'une proportion élevée de gerbes telles que $\eta = 1$.

Une autre variété de gerbes est constituée par les gerbes engendrées par des protons, électrons ou mésons neutres qui se singularisent par l'absence de composantes muoniques et hadroniques. Pour toutes ces gerbes, l'énergie du corpuscule primaire est :

$$\bar{E}_p = 10^{15}\left(\frac{\bar{N}_e}{10^5}\right)^{0,83} \qquad (45)$$

mais il semble qu'il y ait peu de chances de distinguer entre elles les gerbes nées de γ, $e^{\pm}$, ou π^0.

IV.- II. -3. Le spectre d'énergie des particules cosmiques primaires.

Un large usage des critères définis au cours des deux paragraphes précédents doit conduire à une très bonne détermination du spectre différentiel d'énergie, et par conséquence, du spectre intégral des rayons cosmiques primaires pour $E_p \gg 10^{13}$eV. Le profil de ce spectre d'énergie dépend de phénomènes fondamentaux en Astrophysique. Il est lié aux mécanismes d'accélérations, à la localisation (dans l'espace et dans le temps) des sources possibles à la densité des milieux galactiques et extragalactiques traverdés et aux champs magnétiques qui y règnent.

Un soin tout particulier mérite d'être apporté à la localisation des cassures du spectre et aux abondances relatives des diverses variétés de corpuscules primaires aux énergies ultimes ($> 10^{21}$eV). Une première approche du spectre peut être réalisée en dénombrant simplement les gerbes de même taille N_e et en appliquant la relation (33) $\bar{E}_p = f(N_e)$. En augmentant la taille N_e, à volonté, tout le spectre doit être reconstitué et les énergies pour lesquelles l'exposant (chapitre I paragraphe III) change de valeur doivent apparaître. Il faut souligner que la relation (33) tenant compte de l'influence naturelle des fluctuations n'induit aucune erreur systématique dans la mesure

de E_p.

L'application des méthodes d'identification de la particule primaire qui viennent d'être décrites pour les gerbes individuelles doivent également restituer (relations (35) à (45)) le spectre des noyaux primaires lourds, antinucléons et photons ou électrons.

La composition chimique du spectre primaire passe pour être constante entre 10^{10}eV et 10^{12}eV : depuis environ 2.10^7 ans (97) : le rayonnement cosmique primaire est caractérisé à ces énergies par une abondance prépondérante de protons (7 protons pour une particule α) et une composition en noyaux fortement décroissante avec A. Le flux des noyaux d'Hélium est 10 fois plus grand que celui des autres noyaux (moins de 2 % de la composante primaire) (99). Si les grandes gerbes ne permettent pas comme à ces énergies de déterminer la composition isotopique, elles permettent en revanche d'accéder comme nous l'avons vu au nombre de masse A (au lieu du nombre de charge Z) pour chaque primaire d'énergie supérieure à 10^{14}eV. La comparaison des résultats de notre simulation avec les résultats expérimentaux obtenus jusque là ne révèle aucune évidence d'une composition exclusive du spectre en noyaux lourds et elle est compatible avec une composante primaire formée essentiellement de nucléons, au moins jusqu'à 10^{17}eV. Les principaux indices utilisés jusque là par les expérimentateurs pour importer à l'arrivée d'un noyau lourd une grande gerbe caractérisent également les gerbes engendrées par des protons ayant subi l'effet naturel des fluctuations.

Ainsi l'abondance des muons est caractérisée par une relation du type

$$\bar{N}_\mu = K \bar{N}_e^{\alpha}$$

Pour des gerbes de moins de 5.10^5 particules les expérimentateurs s'accordaient pour donner à α une valeur comprise entre 0,75 et 0,78 Des expériences portant sur des gerbes plus énergiques (groupe de Lodz Moscou, Haverah-Park, Verrières) ont mis en évidence une augmentation de α entre 10^{15}eV et 10^{17}eV suivie d'une diminution conformément au schéma de la figure 77 (100). Ce processus a connu un certain succés ces dernières années car il s'expliquait parfaitement par la théorie de Peters (chapitre I.III).

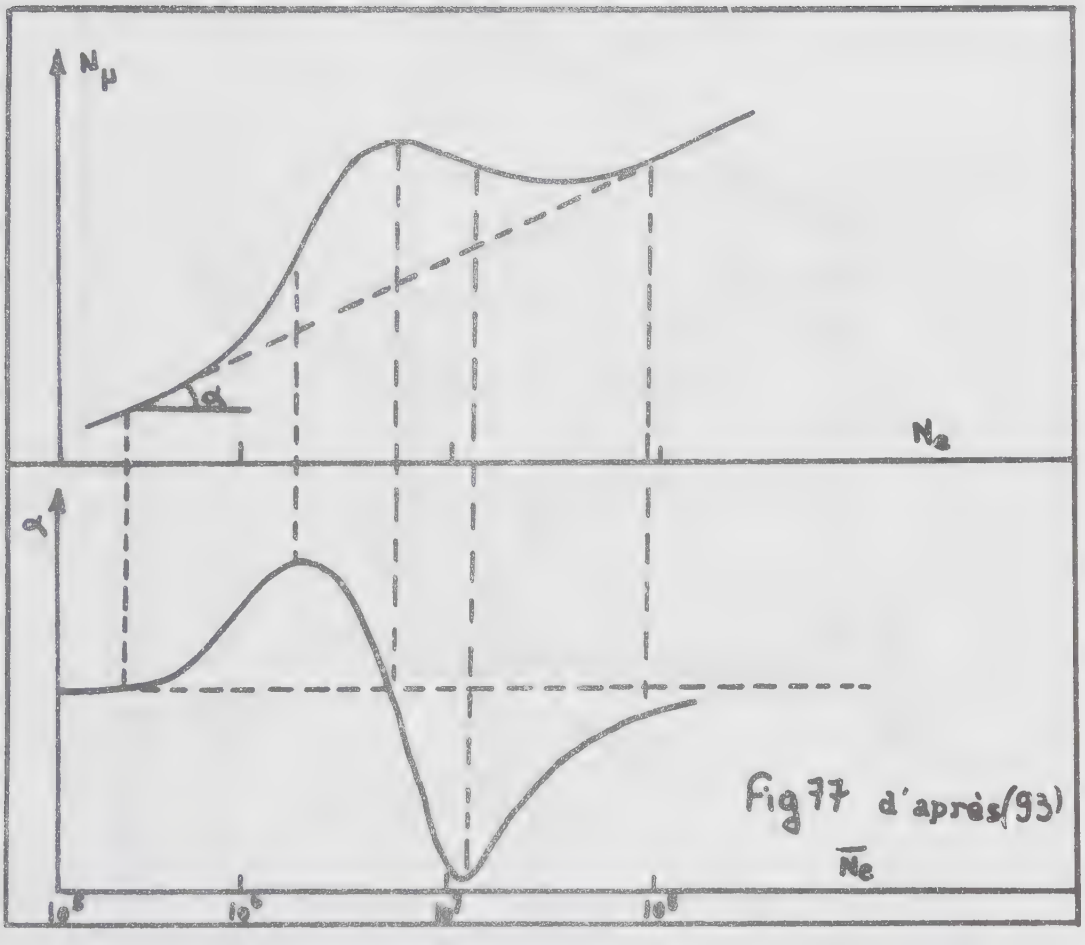


Fig 77 d'après (93)

Quand l'énergie primaire E_p augmentait, les protons étaient censés être éliminés en premier de la Galaxie (à partir de 5.10^{15}eV) ; après venait le tour de noyaux de plus en plus lourds, le confinement étant d'autant plus efficace que la rigidité magnétique était élevée, jusqu'à épuisement de la composante dite galactique. On assistait alors à de la composante primaire en noyaux correspondant à la région de croissance de α jusqu'au début de l'évasion des noyaux les plus lourds vers 10^{17}eV (fig. 78).

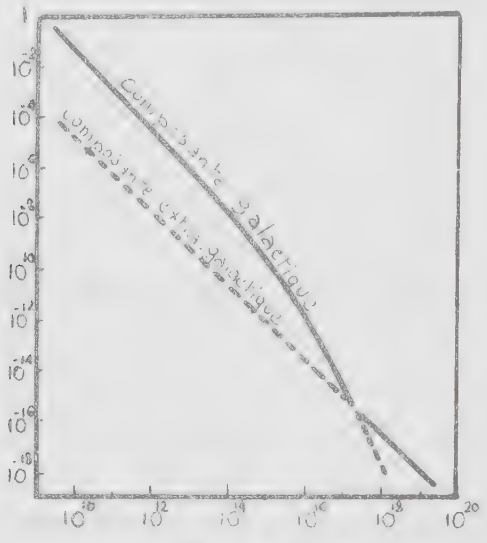


Fig 78

Le minimum de α était associé à la disparition des derniers noyaux et au commencement de la contribution d'une composante formée essentiellement de protons d'origine extragalactique qui rendait à x sa valeur initiale. La figure 79 représente les valeurs de x mesurées dans cette optique au cours de diverses expériences : les larges erreurs qui caractérisent ces valeurs sont dues aux nombreuses difficultés rencontrées dans la détection (fluctuations, évaluation exacte de N_μ et N_e). La simulation pour des protons primaires nous a montré en tenant compte des fluctuations du type I que l'exposant α était égal à 0,75 si l'on considérait la variation $N_\mu = f(N_e)$ dans un intervalle de taille étroit par exemple pour N_e = 450 000, 460 000, 470 000,

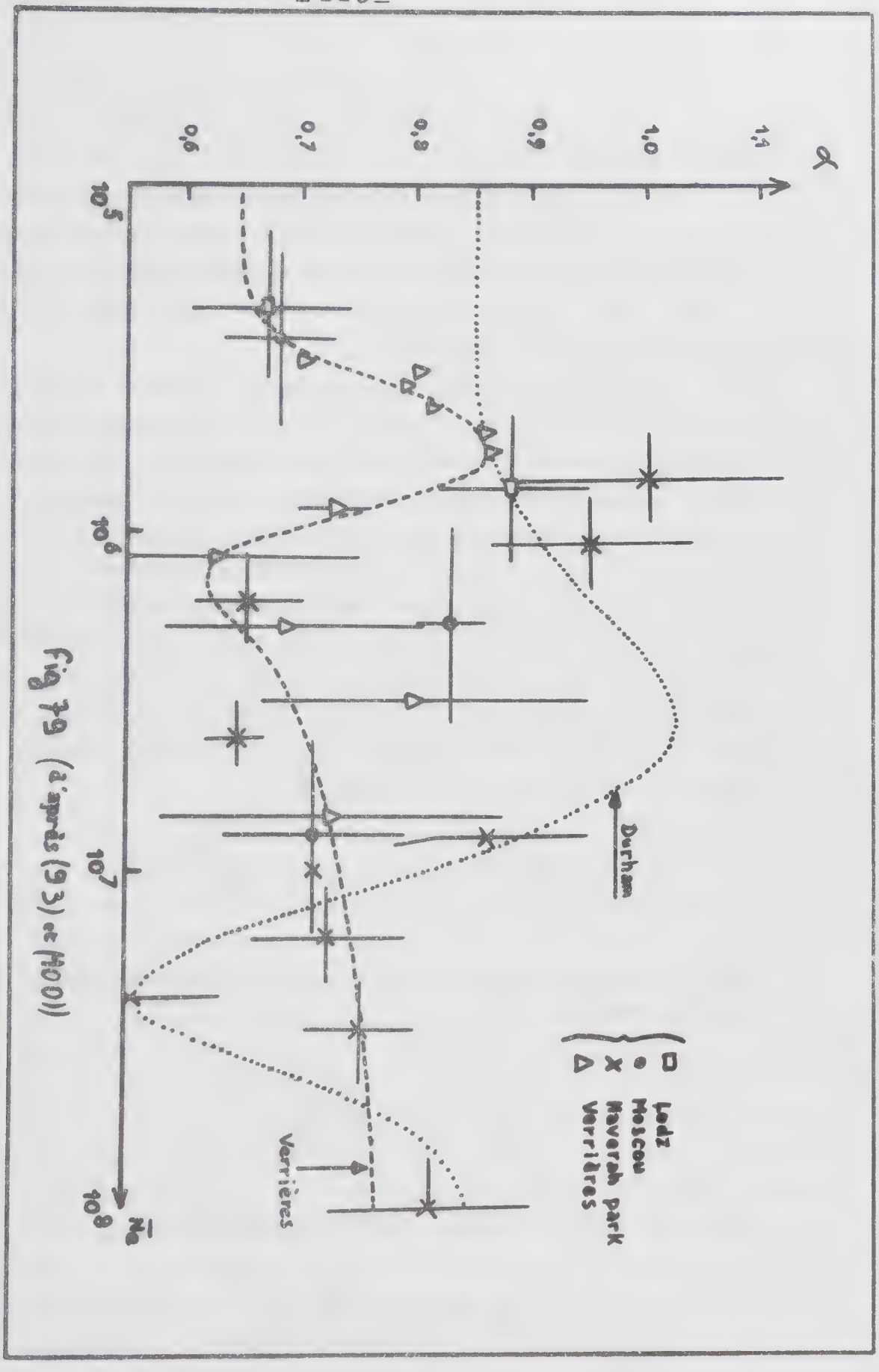


Fig 75 (d'après (93) et (101))

480 000, 490 000, 500 000.

Pour plusieurs valeurs de N_e rapprochées dans un intervalle aussi étroit, les valeurs moyennes de N_μ sont celles que donne la simulation de gerbes qui sont nées au même niveau $\bar{t}_o$: il n'y a pas lieur dans ces conditions de considérer la variation de $\bar{t}_o$ (de l'ordre de 240 g/cm^2) avec N_e.

Si les mesures sont reprises pour des gerbes de 5.10^6, 5, 1.10^6, 5, 2.10^6, 5,3.10^6, 5,4.10^6, 5,5.10^6 particules, la variation de $\bar{t}_o$ sera sans effet dans l'intervalle, mais une plus grande absorption de la composante électronique ($\bar{t}_o$ = 155 g/cm^2 pour $N_e = 5.10^6$) fait croire à une augmentation de $\frac{N_\mu}{N_e}$, donc de α. La diminution naturelle de $\bar{t}_o$ et la sensibilité de α au partage des intervalles de taille où ont été pratiquées les mesures ne permettent plus d'accorder beaucoup de crédit à ces preuves de la sélection magnétique. L'apanage des lois de puissance est en fait celui des variations de grande amplitude et, pour de grands intervalles de taille, nous avons obtenu pour des protons primaires la loi absolument générale faisant intervenir la diminution de $\bar{t}_o$ avec N_e :

$$\bar{t}_o = 0{,}0206 \left[6{,}329 + 1{,}09 \log \left(\frac{10^5}{N_e}\right)\right]^5$$

Cette loi représente avec une approximation très convenable, la variation $\bar{N}_\mu = f(\bar{N}_e)$ de 10^4 à 2.10^8 particules

$$(46) \qquad N_\mu = 1{,}8.10^4 \left(\frac{\bar{N}_e}{10^5}\right)^{0{,}84}$$

Pour $N_e \geqslant 2.10^8$, il faut utiliser la relation :

$$(47) \qquad \bar{N}_\mu = 0{,}55.10^8 \left(\frac{\bar{N}_e}{10^9}\right)^{0{,}89}$$

La valeur de l'exposant α = 0,84 est plus élevée que la valeur 0,75 en raison de la variation de $\bar{t}_o$, mais la relation (46) convient avec

un coefficient K unique alors que pour les expérimentateurs le coefficient K n'est pas déterminé, la mesure de α n'ayant un sens que pour un intervalle de taille très resserée : N_μ est en effet rarement évalué et α est estimé à partir de la relation $\Delta_\mu = K' N_e^\alpha$ en admettant que Δ_μ est proportionnel à N_μ (r de l'ordre de 10 mètres).

Des mesures récentes sont en faveur d'une loi de puissance avec un exposant unique entre 10^{15}eV et 10^{18}eV, dont la valeur serait comprise entre 0,83 et 0,85 (101) (102) (107) Une valeur de cet ordre plus élevée que celle qui découlait des mesures anciennes où la statistique dans les basses énergies était prépondérante, est confirmée par d'autres expérimentateurs et pour les gerbes les plus énergiques ($N_\mu > 10^8$), la valeur expérimentale de α est 0,88 (103). Cette dernière est parfaitement compatible avec la relation (47).

Enfin entre 10^5et 10^8, aucune réduction des fluctuations n'a été enregistrée avec l'augmentation de taille (104) (107). Cette dernière circonstance, ajoutée à l'interprétation des mesures de α compte tenu de l'influence naturelle des fluctuations du type I laisse peu de chances au processus de sélection magnétique de Peters. Aucune anisotropie dans l'arrivée des gerbes de cette énergie en fonction de leur orientation par rapport au plan galactique n'a été signalée par les expérimentateurs : étant donnée la position du système solaire par rapport au centre de la Galaxie, cette isotropie est peu favorable à une baisse d'efficacité du confinement des particules cosmiques par le champ magnétique lorsque l'énergie primaire augmente. Des expérimentateurs (105) ont encore cru trouver l'indice de l'arrivée de noyaux cosmiques primaires dans la variation mesurée en fonction de N_e de N_{max}/N_e. (N_{max} nombre de particules au maximum). Cette variation était représentée par une fonction en escalier, le rapport N_{max}/N_e paraissant constant pour certains intervalles, l'énergie primaire était censée augmenter, la gerbe moyenne restant homothétique à elle même : il pouvait y avoir là l'indice d'un fractionnement de l'énergie primaire qui servait à alimenter des gerbes de plus basse énergie. En augmentant le nombre de fractions, c'est à dire A, la morphologie de la gerbe pouvait ne pas évoluer avec E_p, le maximum restant à une altitude constante au lieu de se t rapprocher du sol. En fait, il n'a jamais été possible de mesurer N_{max} et N_e pour les mêmes gerbes, mais simplement

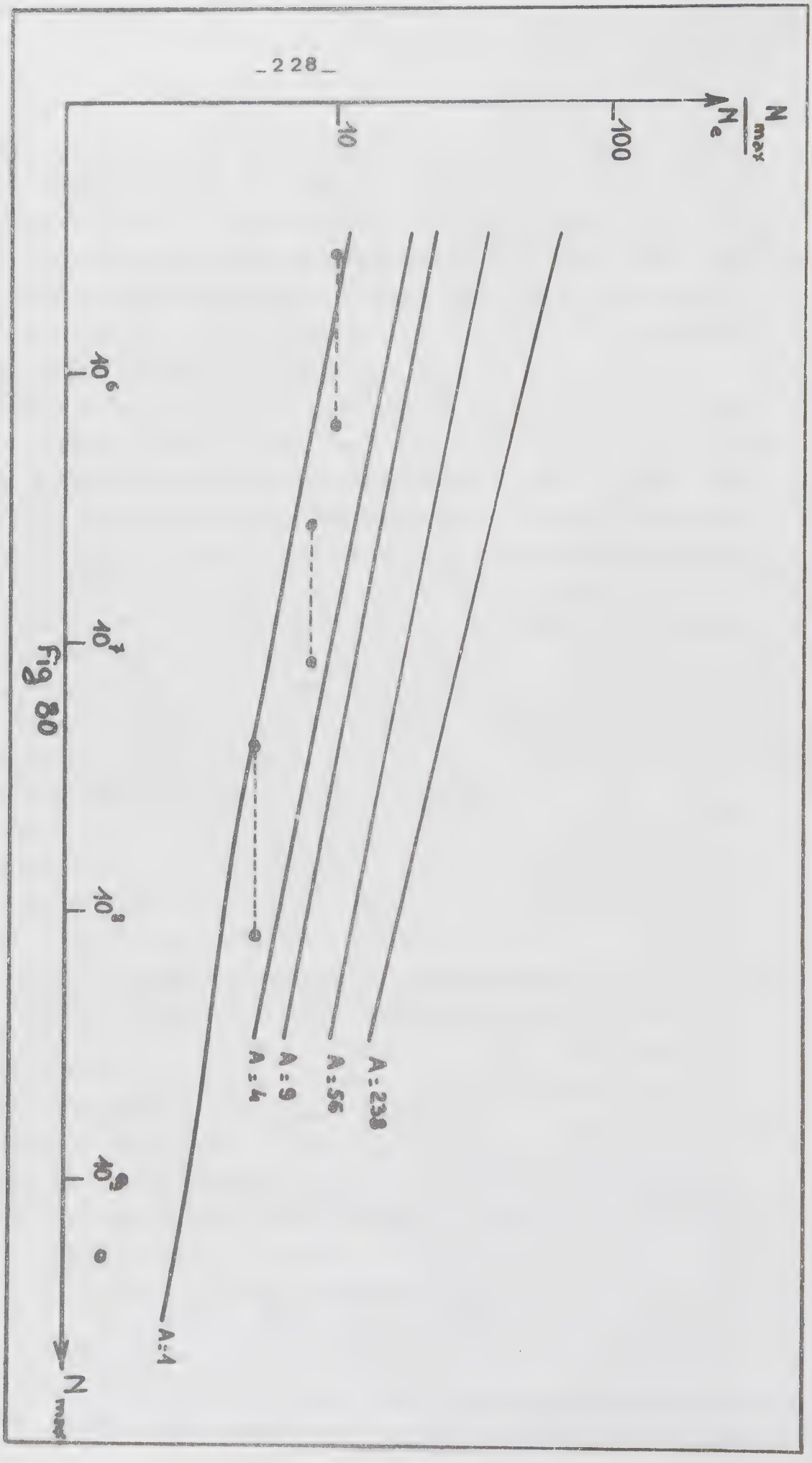


Fig 80

de rapprocher des résultats obtenus en altitude et au niveau de la mer (106) pour des gerbes arrivant avec la même fréquence : la mesure de N_{max} passe en outre par la détermination de T_{max} et c'est l'une des mesures les plus difficiles dans les grandes gerbes. Nous avons calculé le rapport N_{max}/N_e pour des compositions nucléaires pures avec des valeurs de A fixées. La fig. 80 montre, en tout cas, que les points expérimentaux sont bien plus compatibles avec une composition nucléonique pure qu'avec l'arrivée exclusive de noyaux. qui exigerait une augmentation considérable de N_{max}/N_e.

Seul l'emploi des critères définis au paragraphe précédent pourrait indiquer s'il arrive ou non des noyaux primaires lourds entre 10^{15}eV et 10^{17}eV et nous concluons, pour l'instant, que les résultats expérimentaux obtenus jusque là n'apportent aucune évidence d'une composition exclusive du rayonnement cosmique primaire en noyaux à ces énergies favorable à la sélection magnétique, ces résultats expérimentaux étant parfaitement compatibles avec une composition nucléonique pure, ou une composition mixte, comme à 10^{12}eV avec prépondérance de nucléons.

Une localisation précise des cassures du spectre peut être obtenue en reconstituant le spectre tout entier par dénombrement des gerbes de même taille, mais aussi en déterminant le spectre de répartition $W(N_\mu, N_e) = g(N_\mu)$ du nombre de gerbes ayant N_μ muons et une même taille N_e. $g(N_\mu)$ doit posséder un profil très semblable à celle de la fonction qui est représentée sur la figure 67, $\Pi_e(E_p, 10^5)$ et sera décrite par une loi de puissance de la forme : $g(N_\mu) = K N_\mu^{-\delta}$ (N_e fixé dans la plus grande partie de l'intervalle de définition de N_μ. δ peut être obtenu aisément en dénombrant parmi les gerbes de taille fixée, celles qui ont le même nombre de muons N_μ et nous avons établi qu'il existait une relation simple entre l'exposant Γ du spectre intégral d'énergie et δ :

$$\Gamma = 1{,}62\ \delta - 1 \qquad (48)$$

En augmentant N_e, Γ est aussi obtenu pour toutes les valeurs de $\bar{E}_p$, calculées par la relation (33), et les énergies pour lesquelles

Γ change de valeur (ou δ) doivent apparaître. Si la première cassure du spectre vers 10^{15}eV est généralement admise, la seconde cassure au delà de 10^{18}eV est encore souvent contestée. Une surestimation systématique de la taille, donc de l'énergie primaire est souvent mise en cause pour les gerbes de ces énergies : la contamination par la composante pénétrante de la composante électronique et l'insuffisance du nombre de détecteurs sont les arguments généralement avancés. Quoiqu'il en soit, l'enregistrement récent de l'arrivée d'une gerbe au moins dix fois plus énergique que la gerbe la plus énergique connue (4.10^{21}eV) apporte de sérieuses présomptions en faveur d'une composante extragalactique et d'une décroissance moins sévère du flux en fonction de l'énergie au delà de cette seconde cassure.

L'interprétation suivante du profil du spectre pourrait être donnée à titre provisoire. La région comprise entre 3.10^{15}eV et 10^{18}eV environ serait un domaine de transit entre deux types dominants de source. Le premier serait caractérisé par un rendement élevé mais des possibilités d'accélérations limitées.

Au contraire des sources très éloignées extragalactiques relèveraient du deuxième type caractérisé par un rendement faible, mais des accélérations très puissantes. Une origine galactique d'une bonne partie du flux primaire n'est cependant pas exclue à haute énergie : on considère ainsi que la nébuleuse du Crabe pourrait contenir une source susceptible d'accélérer des noyaux lourds jusqu'à 10^{17}eV(109) et des théories de l'origine des rayons cosmiques sont basées sur les supernovae.

L'isotropie dans la région des énergies ultimes (10^{19}eV-10^{21}eV) ne pourra être confirmée que d'ici quelques années. Des particules de cette énergie peuvent traverser les espaces qui existent entre les amas galactiques où règnent des champs magnétiques de 2.10^{-9} Gauss environ (110) sans être pratiquement déviées (5° pour une particule de 10^{21}eV après un chemin de 100 Mpc). C'est ainsi que la radio source 3 C 409 et, plus près de nous, le pulsar AP 2015 + 28 ont été comptés parmi les candidats éventuels à l'accélération initiale du corpuscule de 4.10^{21}eV.

Les espaces intragalactiques ne sont pas totalement dépourvus de matière (densité approximative 10^{-24} g/cm^3). La probabilité d'interaction y est très faible, le libre parcours moyen d'un proton correspond dans ce milieu à une distance de 10^{21} Km et à un voyage de cent millions d'années. Il y a ainsi très peu de chances en raison de leurs faibles durées de vie de voir arriver parmi les corpuscules primaires des $\pi^{\pm}$ et π°, mais la mise en évidence d'antinucléons ou d'antinoyaux primaires pourrait entrainer des rebondissements nouveaux.

La recherche d'antinoyaux ($\bar{\alpha}$ par exemple) jusqu'à 10^{12} eV semble apporter peu d'espoir, mais c'est surtout aux énergies plus élevées et en particulier dans le domaine des énergies ultimes qu'il serait intéressant de mettre en évidence des antiprotons primaires. Les critères développés au paragraphe précédent (recherche de gerbes "vieillies", riches en muons et pauvres en hadrons) devrait faciliter, sous réserve des hypothèses faites, cette démarche. L'étude des fluctuations de (N_μ/N_e) à taille constante devrait conduire dans le cas d'une composante formée de protons et de quelques rares antiprotons à une distribution semblable à celle du schéma ci-dessous :

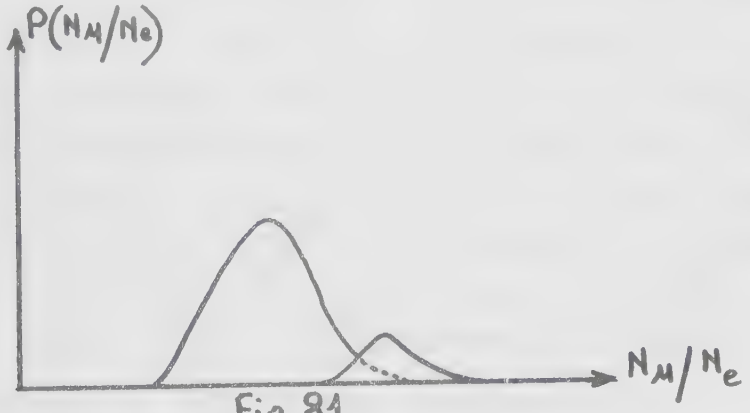


Fig 81

Le taux des gerbes riches en muons au lieu de tendre vers 0 quand N_μ/N_e augmente devrait remonter à l'extrême droite en fonction du pourcentage d'antinucléons présents dans le spectre primaire.

f'N_e s'annulerait pour la valeur de N_μ/N_e qui correspond au comportement moyen d'une gerbe engendrée par un proton et pour la valeur de N_μ/N_e prévue par la relation (41) ou (42). Nous avons en outre, suggéré des méthodes pour distinguer l'auteur d'une gerbe individuelle, nucléon, antinucléon ou noyau.

Le "vieillissement" des grandes gerbes rapporté par plusieurs expérimentateurs ces derniers temps, au delà de 10^{18}eV, (75) coïnciderait,s'il est confirmé,avec la composante extragalactique du spectre. Ce phénomène peut être expliqué par l'arrivée d'antinucléons primaires, mais dans ce cas la composante extragalactique devrait contenir uniquement des antinucléons. Il a été montré que, à ces énergies , une forte proportion d'antinucléons primaires impliquerait l'existence de galaxies d'anti-matière (16). Il faudrait admettre, en outre, qu'une proportion de nucléons accélérés jusqu'à 10^{18}eV passerait dans l'anti-Univers, que la même proportion d'antinucléons pourrait en quittant les anti-galaxies à la même énergie être injectée dans notre univers, un processus d'accélération complémentaire agissant symétriquement dans l'espace séparant les deux univers. Il est bien hasardeux de se lancer dans ces hypothèses et il conviendra d'attendre que le "vieillissement " des grandes gerbes soit confirmé et le cas échéant, que les hypothèses b et c avancées dans la première partie de ce chapitre soient éliminées.

L'existence de la radiation à 3^{o} K implique d'autre part pour les protons de plus de 10^{18}eV des interactions γ - p au cours desquelles sont produits des π_o , se désintégrant en γ primaires. Il devrait ainsi y avoir à 10^{19}eV, 3 à 4 % des corpuscules primaires qui seraient des photons (111) et la mise en évidence par les tests que nous venons de suggérer de ce pourcentage de gerbes photoniques pures à ces énergies confirmerait encore l'existence de la radiation à 3^{c} K.

Les informations apportées par le spectre primaire devront être déchiffrées longtemps encore avant que des conclusions formelles puissent être tirées en Astrophysique et en Cosmogonie. Les méthodes de détection directes (Satellites, ballons) sont sans effet au delà de 10^{14}eV et nous avons tenté de réaliser un premier pas en adaptant la méthode de simulation à la lecture du spectre par des expériences menées au sol, plus pratiques et plus économiques, qui offrent l'avantage d'offrir une statistique d'évènements convenable jusqu'à 10^{21}eV.

CHAPITRE V

EXEMPLE D'UTILISATION DE LA METHODE DE SIMULATION : APPLICATION A L'EXPERIENCE DU GROUPE DE KIEL (ALLEMAGNE) REALISEE AU PIC DU MIDI (2860 m).

Cette expérience a pour finalité l'étude de la composante hadronique des grandes gerbes dont les tailles s'échelonnent de 10^4 à 10^7 particules. Notre méthode de simulation s'adapte à l'interprétation de cette expérience au prix d'une révision de l'influence naturelle des fluctuations à cette altitude.

Une des caractéristiques principales de l'installation du Pic du Midi est la haute résolution obtenue dans la détection des hadrons de la grande gerbe d'énergies supérieures à 300 GeV.

V. I - Description du dispositif expérimental :

a) L'acquisition des principales données expérimentales.

L'installation a été implantée entre Juillet et Octobre 1970. La détection de chaque grande gerbe se fait comme dans toutes les manipulations de ce genre à partir de la composante photo-électronique. L'usage simultané des méthodes du "timing" (mesure de l'instant d'arrivée) et du "sampling" (échantillonnage) restituent les caractéristiques fondamentales de chaque gerbe.

Le "timing" est assuré par quatre détecteurs à scintillation, munis de photomultiplicateurs associés à une électronique très rapide ($\sim 10^{-9}$ s). Ces détecteurs mesurent les différences des dates d'arrivée sur l'aire de détection des particules qui forment le front de la gerbe. De ces écarts sont déduits l'angle zénithal θ et l'angle azimutal φ de l'axe de la gerbe.

Neuf autres scintillateurs s'ajoutent à ces quatre détecteurs qui sont bivalents pour réaliser l'échantillonage, mesurant en autant de points précis du plan horizontal la densité des particules ionisantes. En tenant compte d'une distribution latérale théorique des particules ionisantes

et de la symétrie cylindrique de la gerbe, il est possible d'obtenir les coordonnées (x_o, y_o) du point où l'axe de la gerbe perce le plan horizontal et par intégration la taille de la gerbe N. Une sélection des gerbes de taille plus ou moins élevées, ou d'axes tombant en un point choisi, est réalisée en affichant des seuils de densité convenables sur chaque scintillateur.

C'est un hodoscope à néon de 14 . m^2, recouvert par 100 tonnes d'absorbant, qui a pour mission de détecter les hadrons de haute énergie. L'absorbant s'étend largement au delà de l'aire de détection de l'hodoscope et se présente comme une couche de 25 m^2 constituée de 28 tonnes de plomb et 75 tonnes de sable. Les électrons sont arrêtés par l'absorbant, tandis que les muons vont le traverser. Relativement aux hadrons de haute énergie, l'absorbant joue un rôle de cible et multiplie leur nombre. Suivant l'énergie de la particule nucléairement active une cascade nucléaire plus ou moins importante accompagnée d'une cascade photoélectronique se développe dans l'absorbant.

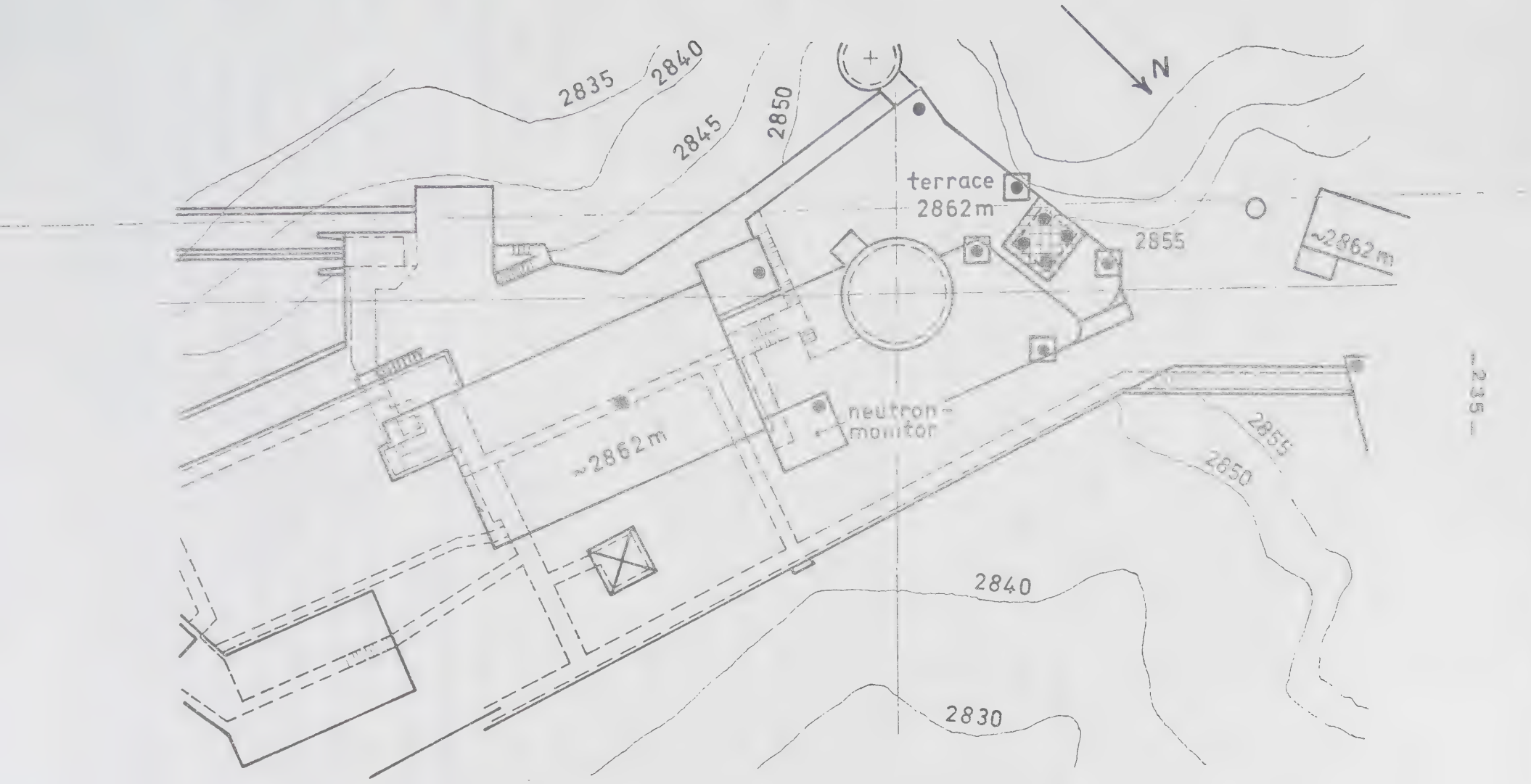

2835
2840
2845
2850
N
terrace
2862m
2855
~2862m
neutron-
monitor
~2862m
2855
2850
2840
2830
0
10
20m
M 1:200
hadron target
neon hodoscope
scintillation counter
scintillation counter with added fast timing equipment

Fig.82

L'hodoscope qui comprend environ 10^5 lampes à néon d'environ un cm^2 (tube Conversi) traduit l'arrivée d'un hadron de haute énergie par une agglomération de points lumineux ("burst") correspondant aux lampes traversées par les particules de la cascade. Les scintillateurs sont réglés pour favoriser la détection de gerbes dont l'axe tombe le plus près possible de l'hodoscope, afin de recueillir la plus grande partie de la composante hadronique qui est localisée sur l'axe. Comme les muons ne se multiplient pratiquement pas dans l'absorbant et sont en outre peu nombreux par rapport aux hadrons dans cette région, les risques de confusion dans la détection des particules nucléairement actives restent faibles, d'autant plus que des corrections sont effectuées.

Le nombre de lampes allumées conduit à la densité des particules de la cascade née dans l'absorbant: une relation tirée de la théorie et des propriétés observées des cascades dans les milieux denses donne l'énergie de l'hadron de la grande gerbe qui est comparée à l'énergie du corpuscule cosmique primaire évaluée simultanément à partir de la taille de la gerbe.

L'ensemble de détection s'est enrichi d'un détecteur de hadrons supplémentaire, le super moniteur 9 NM 64 : celui-ci a été installé au Pic du Midi en 1964 par le Professeur A. Fréon et son équipe pour enregistrer la variation de l'intensité des neutrons de basse énergie liée aux effets de modulation solaire. Le super moniteur a trouvé une double vocation en fonctionnant en coïncidence avec l'expérience allemande pour détecter les hadrons de toutes les énergies présentes dans la grande gerbe, tout en continuant à assurer sa mission initiale.

Si l'avantage primordial de l'hodoscope réside dans sa très grande résolution sur une grande surface, la pile à neutrons souffre d'une faible résolution et elle mesure mal l'énergie des particules détectées. En revanche, elle détecte les hadrons de plus basse énergie tandis que l'hodoscope n'enregistre que les hadrons dont l'énergie dépasse 1,5 TeV. Les scintillateurs sont disséminés dans le plan autour d'un axe Est-Ouest (fig.82). Leur implantation topologique a été dictée par le relief du Pic du Midi. Cette géométrie est évidemment peu favorable à des recherches d'isotropie dans l'arrivée des

grandes gerbes, mais cet objectif n'avait pas été assigné à la manipulation.

b) Les détecteurs et l'électronique associée.

Une partie de l'appareillage utilisé au Pic du Midi a déjà fonctionné à Kiel (112). Chaque détecteur à scintillateur est constitué par un scintillateur plastique ayant la forme d'un carré de 50 cm de côté et une épaisseur de 5 cm et est équipé d'un photomultiplicateur 54 AVP de 12 cm pour les mesures de densité (113). Les quatre détecteurs qui assurent en outre le "Timing" possèdent chacun un photomultiplicateur supplémentaire (fig.83) qui est du type 58 AVP. Pour favoriser la collection de la lumière par les P.M chaque plaque scintillatrice est posée sur une caisse de 50 cm de hauteur dont les parois sont peintes d'un oxyde de titane réflecteur. Les amplitudes des densités fournies par les photomultiplicateurs peuvent varier dans un rapport important (1 à 10 000 particules/$/m^2$);aussi sont-ils associés à un circuit complexe d'analyse et de digitalisation,adapté à leur grande dynamique,dont l'élément essentiel est un convertisseur amplitude-temps logarithmique. Le temps de résolution des détecteurs à scintillation atteint 1ns dès que les densités dépassent 8 particules/m^2.

Fig 83

L'hodoscope à néon est photographié à chaque évènement. L'efficacité des tubes à néon est quasi-totale ; le seuil de saturation est de l'ordre de 10 000 particules/m^2 et peut être élevé à 100 000 particules/$/m^2$ avec un délai de 30μ s, ce qui est largement suffisant pour dénombrer le nombre de particules contenues dans le coeur d'une grande gerbe dont la taille peut atteindre 10^6 particules et plus. L'épaisseur de l'absorbant (1 m de sable + 10 cm de plomb + 25 cm de béton) est équivalente à 365 g/cm^2 (4 libre parcours moyen pour les hadrons et 28 longueurs de radiation pour les électrons). Des considérations sur l'âge des cascades crées dans l'absorbant permettent d'éliminer

les muons lesquels peuvent créer des cascades photo-électroniques par "Knock-on" : les distributions des bursts correspondent à un âge égal à 1 pour ces derniers, tandis que cet âge est de l'ordre de 1,7 pour des hadrons. Le nombre des bursts donne l'énergie E_h de chaque hadron grâce à une relation obtenue par étalonnage avec une chambre de Wilson (114) :

$$E_h = (30 \pm 12)\ \text{GeV}.\ n_B$$

Lors de chaque coïncidence déclenchée par l'arrivée d'une grande gerbe, les densités et les informations du timing, ainsi que la pression atmosphérique et l'heure locale d'arrivée de la gerbe sont imprimées et consignées sur bandes perforées.

Les bandes perforées sont analysées par une calculatrice ZUSE Z 25, utilisée "on line" à Kiel qui fournit la position du coeur, la taille et la direction d'arrivée de la gerbe.

II. - Interprétation des enregistrements de Kiel et du Pic du Midi.

Les résultats expérimentaux que nous allons analyser proviennent de la détection de 2 000 grandes gerbes à Kiel et de 12 000 grandes gerbes au Pic du Midi. Les confrontations avec les distributions latérales électroniques de Kiel nous ont permis de mettre en évidence une méthode originale de détermination de l'exposant de décroissance γ du spectre intégral d'énergie du rayonnement cosmique primaire, basée sur les propriétés des fluctuations, tandis que nos prédictions aux deux altitudes ont donné des valeurs compatibles avec les abondances hadroniques de haute énergie.

1. Vérification de l'influence des fluctuations au niveau de la mer et évaluation de γ.

A Kiel, comme au Pic du Midi, ont été sélectionnées les gerbes dont l'axe tombe sur l'hodoscope. L'expérience de Kiel était légèrement différente de celle du Pic du Pidi, elle était constituée par 16 détecteurs à scintillation de 1 m^2 de surface chacun étant constitué par 4 scintillateurs de 0,25 m^2 accolés et un hodoscope de 32 m^2 et 180 000 tubes. Quatre scintillateurs placés sur l'hodoscope étaient

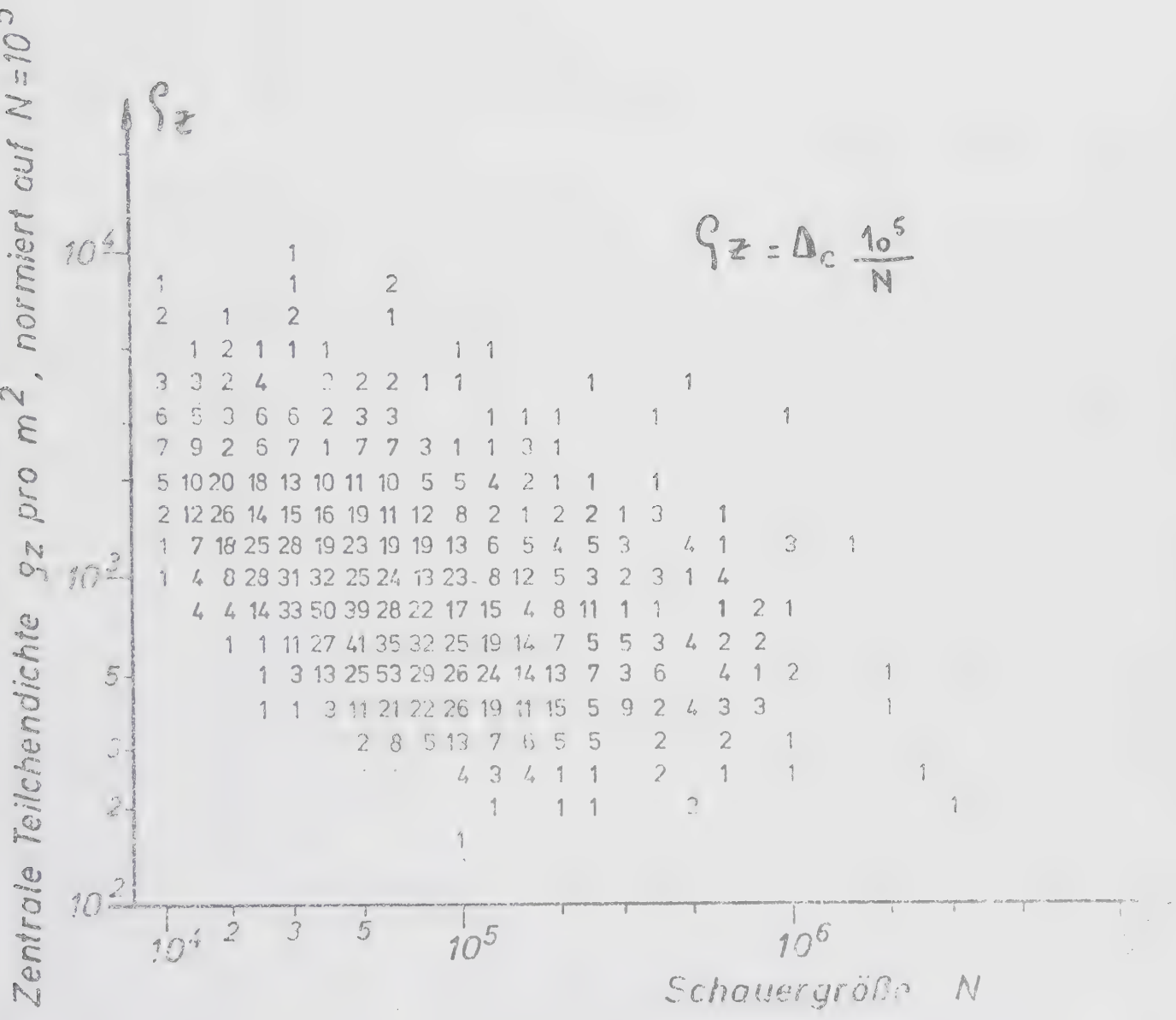


Fig 84 d'après (115)

à même de restituer la densité électronique Δ_c au coeur de chaque gerbe enregistrée. Le diagramme de la fig. 84 réunit l'ensemble des résultats tirés de l'analyse des 2 000 gerbes de Kiel : le nombre de gerbes possédant une densité Δ_c est porté pour chaque taille N. (115) (116). Nous avons tracé (fig. 85) les histogrammes des distributions de ces densités centrales pour $N = 6.10^5$, 10^5 et 2.10^5 particules. Le profil de ces histogrammes rappelle celui de la distribution des probabilités pour qu'un corpuscule d'énergie E_p soit associé à une gerbe de taille donnée au niveau de la mer (chap. IV. fig. 67).

En injectant dans l'atmosphère des particules d'énergies différentes créant des grandes gerbes dans toutes les conditions possibles, mais ayant au niveau de la mer une taille unique de 10^5 particules, nous avons obtenu la probabilité d'observer une densité centrale Δ_c , probabilité dont la courbe représentative est tracée sur la figure 86. Cette probabilité $F_{N_e}(\Delta_c)$ est caractérisée par un seuil à gauche (gerbe la plus "âgée"possible pour $N_e = 10^5$ correspondant à l'absorption maximale telle que $t_o = 0$ et à l'énergie primaire la plus élevée). La valeur Δ_c la plus probable appelée Δ_o est atteinte très rapidement pour $t_o = \lambda_i$.

A droite du maximum $F(\Delta_c)$ décroît régulièrement, les gerbes devenant de plus en plus jeunes et les énergies E_p de moins en moins élevées. Le calcul de cette distribution pour d'autres valeurs de N_e entre 10^4 et 10^7 particules nous a permis de vérifier que cette décroissance due aux fluctuations du type I, pouvait être décrite par une loi de puissance :

$$F = K \Delta_c^{-\alpha} \qquad \text{pour} \quad \Delta_o + 0,1\Delta_o \leqslant \Delta_c \leqslant 2\Delta_o$$

L'exposant α varie lentement en fonction de N_e :

$$\alpha = 3,7 - 0,25 \log\left(\frac{N_e}{10^5}\right)$$

Comme les évènements de même taille N_e ne sont pas équiprobables, l'espérance mathématique de chacun étant la probabilité composée

Fig 85

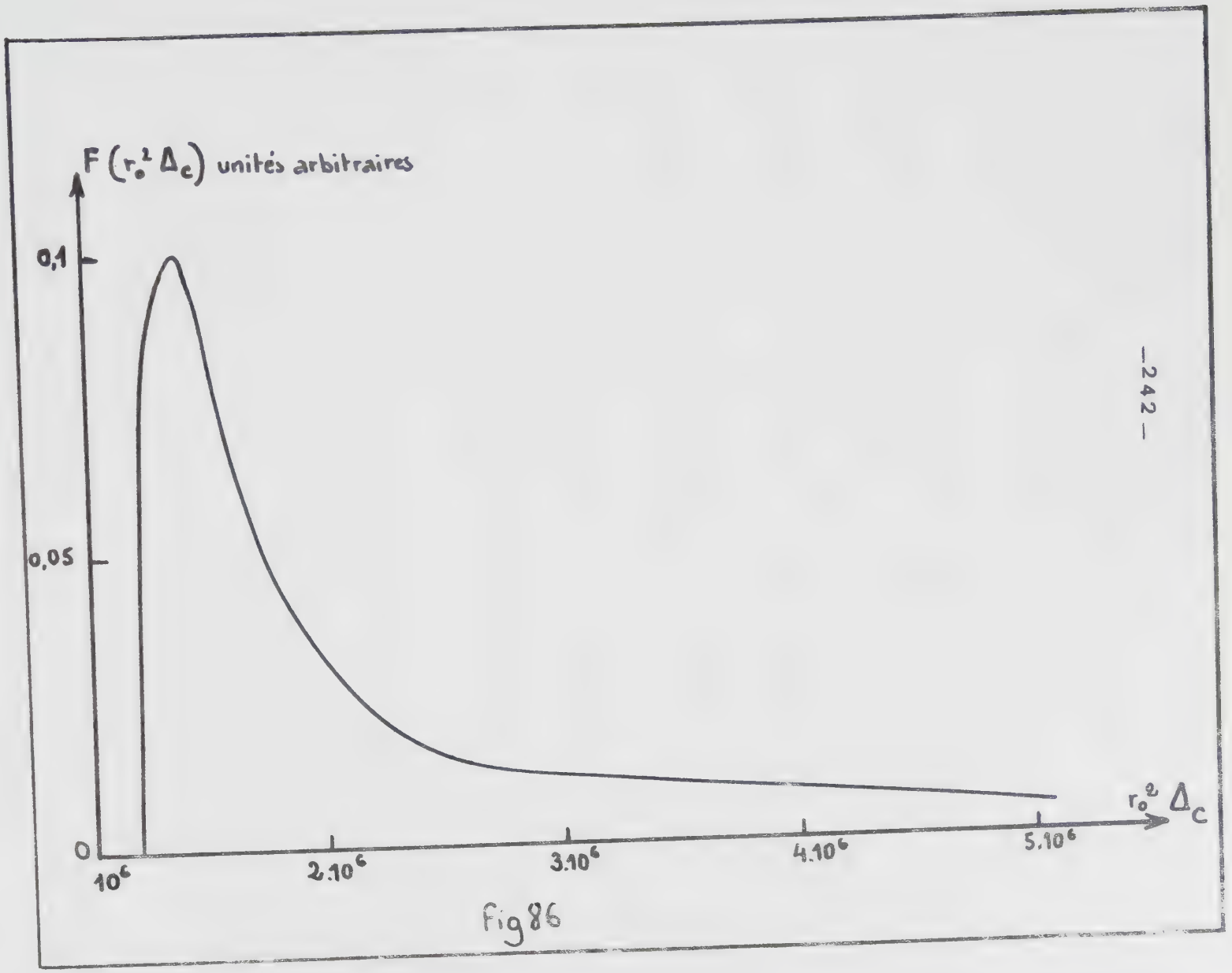

F (r₀² Δc) unités arbitraires
0,1
0,05
0
10⁶
2.10⁶
3.10⁶
4.10⁶
5.10⁶
r₀² Δc

Fig 86

de la probabilité d'un certain comportement ($F(\Delta_c)$) et de la probabilité d'observer l'arrivée d'un corpuscule primaire d'énergie $E_p(N_e, \Delta_c)$, il faut multiplier $F(\Delta_c)$ par la fréquence relative d'arrivée de ce corpuscule proportionnelle à $E_p^{(\Gamma+1)}$ (spectre différentiel d'énergie décrit vers les énergies décroissantes quand Δ_c augmente).

Cette probabilité totale $G(\Delta_c)$ est la fréquence naturelle des densités égales à Δ_c pour une taille N et elle est comparable aux histogrammes de la figure 85.

La méthode de simulation révèle d'autre part, qu'en toutes circonstances, la densité Δ_c est proportionnelle à $N_e^{1,05}$ et à $E_p^{1,14}$.

En conséquence, pour $\Delta_o + 0,1\Delta_o \leqslant \Delta_c \leqslant 2\Delta_o$, $G(\Delta_c)$ peut être mise sous la forme analytique :

$$G(\Delta_c) = K\Delta_c^{-\beta} = K\,\Delta_c^{-\alpha} \cdot E_p\,(N_e, \Delta_c)^{(\Gamma+1)}$$

$$= (K_1\,\Delta_c^{-\alpha})\,(K_2\,\Delta_c^{0,88(\Gamma+1)}) = K\,\Delta_c^{0,88(\Gamma+1)-\alpha}$$

avec :

$$\beta = \alpha - 0,88\,(\Gamma + 1) = 2,82 - 0,25\,\log\left(\frac{N_e}{10^5}\right) - 0,88\Gamma$$

Pour des gerbes de tailles voisines l'exposant β devrait être pratiquement constant. Nous avons vérifié d'autre part que β gardait la même valeur lorsque la densité est mesurée entre 0,5 et 5 mètres de l'axe de la grande gerbe. (la courbe de la figure 86 est tracée pour $r = 0,01\ r_o = 80$ m).

Les histogrammes semblables à ceux de la figure 85, tirés des résultats de Kiel sont compatibles avec une valeur constante de β entre 6.10^4 et 2.10^5 particules ce qui confirme pour $\Delta_o + 0,1\Delta_o \leqslant \Delta_c \leqslant 2\Delta_o$ l'influence prépondérante des fluctuations du type I et une composition chimique caractérisée par une forte abondance (80 %) de protons.

En fait, il y a là une véritable méthode de détermination de l'exposant Γ utilisable pour toutes les énergies primaires.

Cette méthode s'apparente à celle qui avait été suggérée au chapitre IV. II (distribution de N_μ à N_e constant), mais ici le spectre différentiel d'énergie intervient avec des énergies primaires décroissantes quand Δ_c augmente.

Γ sera déterminé de manière générale à partir de la valeur expérimentale de β par :

$$\Gamma = \frac{2,82 - 0,25 \log(N_e/10^5) - \beta}{0,88}$$

Des histogrammes de la fig. 85 nous avons tiré au voisinage de $N_e = 10^5$, la valeur expérimentale $\beta = 1,35$

Pour $N_e = 10^5$, la relation ci-dessus donne :

$$\Gamma = \frac{2,82 - \beta}{0,88} = 1,67$$

Cette valeur de l'exposant de décroissance du spectre intégral d'énergie du rayonnement cosmique paraît constante, d'après les résultats expérimentaux de Kiel, de 5.10^{14} eV à 10^{15}eV. Il n'a pas été possible de déterminer avec cette expérience Γ pour des énergies plus élevées la statistique des évènements devenant trop faible quand la taille augmente : cette insuffisance vient des conditions trés sévères exigées pour que la composante hadronique de haute énergie tombe sur l'hodoscope (sans quoi le nombre des évènements aurait été multiplié au moins par 50). Une bonne appréciation de la valeur expérimentale de β exige au moins l'enregistrement de 200 gerbes de même taille. Un tel échantillonnage permet déjà d'évaluer Γ à 10 % près. Nombre d'installations expérimentales caractérisées par des réseaux de scintillateurs à grandes surfaces et à mailles serrées sont en mesure de fournir un nombre d'évènements suffisant jusqu'à plus de 10^{18}eV. autorisant une mesure précise de Γ pour chaque énergie primaire, et par suite une localisation exacte des cassures du spectre.

2-Comparaison avec les abondances hadroniques de haute énergie mesurées à Kiel et au Pic du Midi.

Les caractéristiques de l'installation de Kiel étaient différentes du Pic, et, en particulier, l'absorbant plus conséquent recouvrant l'hodoscope imposait dans la détection des hadrons un seuil en énergie de 1,5 TeV, tandis qu'au Pic du Midi, ces derniers sont enregistrés à partir de 300 GeV.

L'abondance des hadrons de plus de 1,5 TeV, mesurée par l'expérience de Kiel varie en fonction de N_e comme (117) :

$$n_h = (0,94 \pm 0,08).\ (N/10^5)^{1,05 \pm 0,05}$$

($E_h \geqslant$ 1,5 TeV).

Les tailles des gerbes enregistrées étant comprises entre 5.10^4 et 5.10^6 particules.

Le calcul par la méthode de simulation de la multiplicité de ces hadrons dans toutes les conditions possibles conduit pour $10^4 \leqslant N \leqslant 4.10^7$ à la relation :

$$n_h = 9 \left(\frac{N}{10^6}\right)^{1,03}$$

Cette relation qui est en excellent accord (fig 87) avec les résultats expérimentaux de Kiel a été obtenue :

- en tenant compte de l'influence des fluctuations du type I au niveau de la mer,
- en choisissant pour l'interaction nucléaire la combinaison de paramètres dont les valeurs sont celles de la région d'asymptotie (chapitre IV.I.3)
- en supposant la composante primaire constituée uniquement par des nucléons.

Cet accord est d'autant plus remarquable que la composante hadronique est la plus sensible aux fluctuations et que le petit nombre d'hadrons de haute énergie ne facilite pas leur mesure avec précision.

Le dépouillement des résultats expérimentaux du Pic du Midi vient de commencer et la relation qui exprime comme à Kiel n_h en

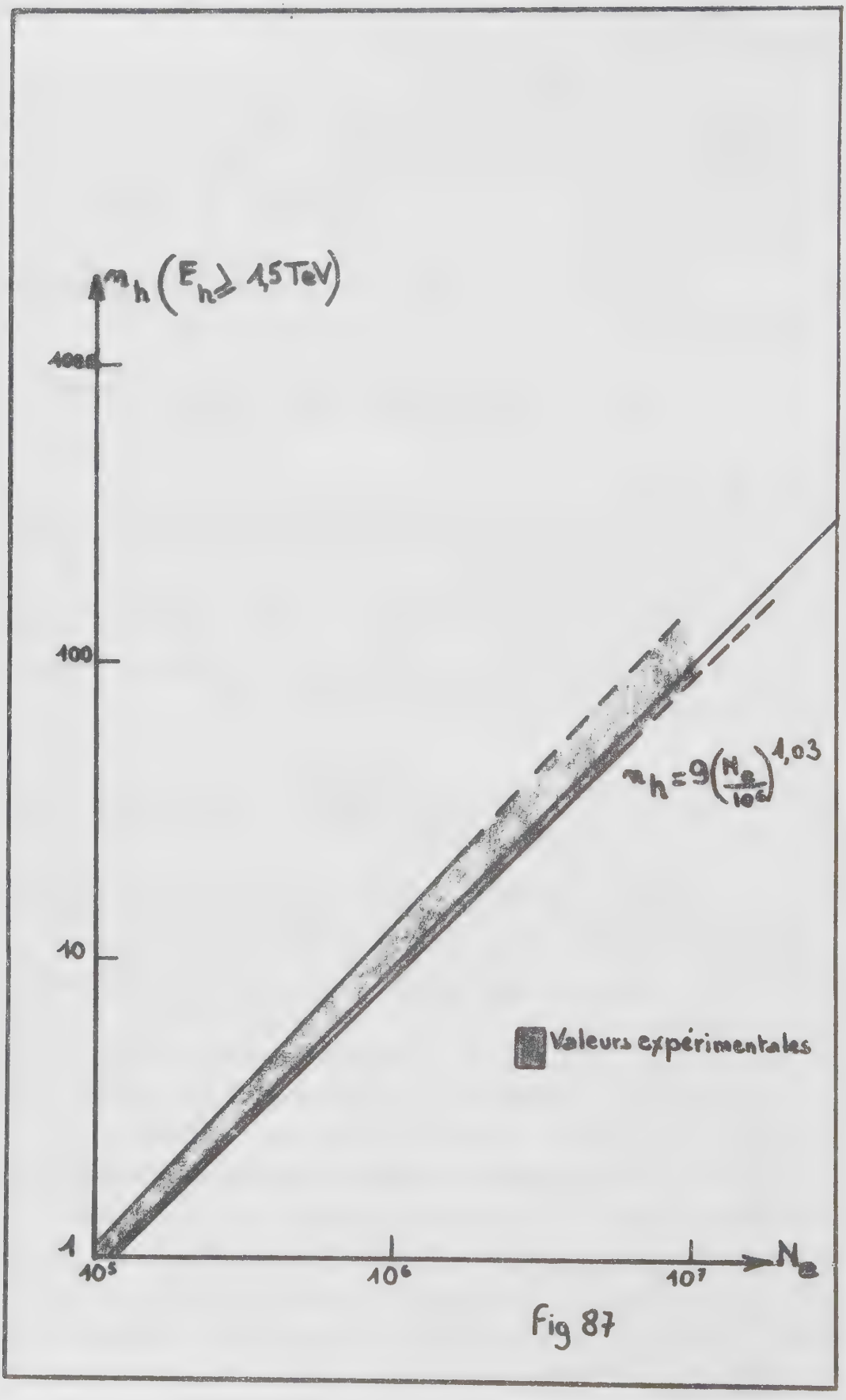

$m_h\left(E_h \geq 1{,}5\,TeV\right)$
100
10
1
$m_h = 9\left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{1{,}03}$
Valeurs expérimentales
10^5
10^6
10^7
N_e

Fig 87

fonction de N prend la forme (118) :

$$n_h = A\left(\frac{N}{3.10^5}\right)^{\delta}\left(\frac{E_h}{1\ TeV}\right)^{-\gamma}$$

$E_h \geqslant 300$ GeV $\qquad 10^5 \leqslant N \leqslant 10^6$

avec $A = 1,5 \pm 0,6$
$\delta = 0,9 \pm 0,2$
$\gamma = 1,7 \pm 0,2$

Compte tenu de l'influence naturelle des fluctuations au Pic du Midi (pour $N = 10^5$ par exemple, $\bar{t}_o = 145\ g/cm^2$), la simulation indique, pour des protons primaires et pour un type moyen d'interaction nucléaire conforme aux résultats du chapitre IV (I.3), l'abondance hadronique suivante au-dessus de 300 GeV :

$$n_h = 2,2\left(\frac{N}{3.10^5}\right)^{1,07}\left(\frac{E_h}{1\ TeV}\right)^{-1,7}$$

$(E_h \geqslant 300$ GeV$)$ $\qquad 10^4 \leqslant N \leqslant 10^7$

Les valeurs théorique et expérimentale de l'exposant γ de décroissance du spectre d'énergie des hadrons coïncident parfaitement.

La valeur de δ est également comprise dans la limite des résultats expérimentaux et c'est pour le coefficient A que l'accord est le moins bon. La distribution théorique reste cependant à l'intérieur des limites expérimentales (fig. 88). Ces relations exprimées en fonction de N montrent que l'abondance des hadrons en altitude est peu différente de celle du Pic du Midi : la différence réside surtout dans les relations avec l'énergie primaire (qui n'est pas apparente) et dans la fréquence des enregistrements. L'efficacité de détection s'est avérée multipliée par 6 au Pic du Midi (pour les composantes électroniques et hadroniques) où nous avons établi, en tenant compte des fluctuations la relation taille-énergie primaire moyenne :

$$\bar{N}_{ePic} = 4,4.10^5\left(\frac{\bar{E}_p}{10^{15}}\right)^{1,07}$$

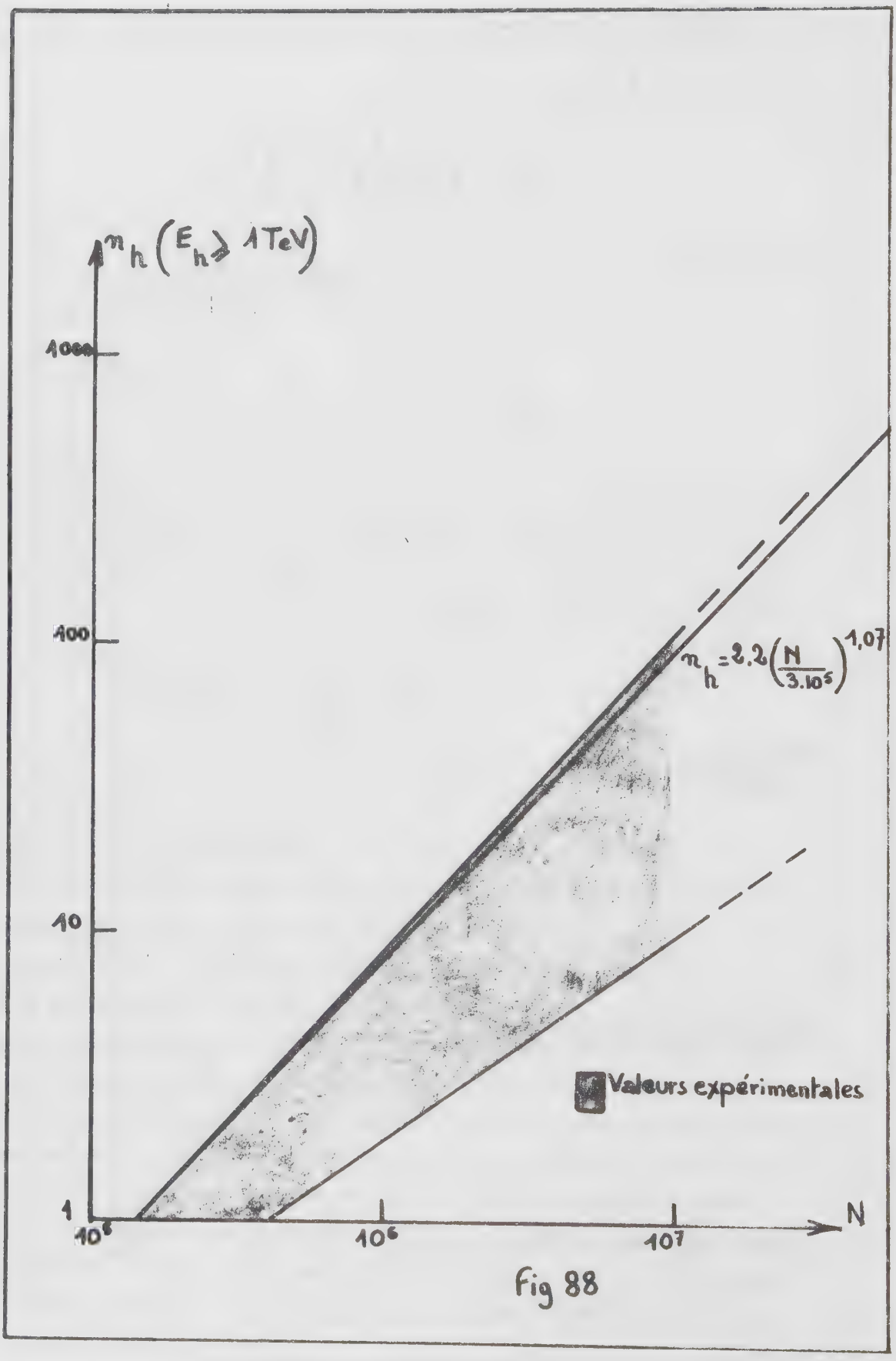

$m_h (E_h \geq 1\,TeV)$
1000
100
10
1
10^5
10^6
10^7
N
$m_h = 2.2 \left(\frac{N}{3.10^5}\right)^{1,07}$
Valeurs expérimentales

Fig 88

CHAPITRE VI

DEVELOPPEMENTS POSSIBLES

Ce chapitre est consacré à diverses caractéristiques des grandes gerbes, peu connues par l'expérience, qui peuvent être prévues par la simulation, ainsi qu'à quelques applications variées en Physique des Hautes Energies et en Astrophysique.

VI. 1 - Usage "prédictif" de la méthode de simulation.

1 - Les électrons de haute énergie dans les grandes gerbes.

Le calcul de l'abondance des électrons de haute énergie dans une grande gerbe se fait en éliminant simplement dans le dénombrement de la cascade photoélectronique les électrons qui n'ont pas une énergie choisie ε. Nous avons ainsi obtenu à volonté, pour toutes les énergies primaires et dans toutes les conditions de création d'une grande gerbe imaginables, le développement longitudinal et la distribution latérale à toutes les altitudes de ces électrons.

La richesse de la composante photoélectronique en électrons d'énergie supérieure à 1GeV, 5GeV et 10GeV pour des protons primaires de 10^{15}eV et 10^{17}eV est consignée dans le tableau ci-dessous, à trois altitudes différentes.

ε = 1GeV		ε = 5GeV		ε = 10GeV		
$E_p=10^{15}$eV	$E_p=10^{17}$eV	$E_p=10^{15}$eV	$E_p=10^{17}$eV	$E_p=10^{15}$eV	$E_p=10^{17}$eV	
$2,25.10^4$	$2,71.10^6$	$3,04.10^3$	$4,88.10^5$	$1,25.10^3$	$2,25.10^5$	Chacaltaya 540g/cm^2
$9,41.10^3$	$1,78.10^6$	$1,07.10^3$	$2,55.10^5$	$4,26.10^2$	$1,1.10^5$	Pic du Midi 720g/cm^2
$3,8.10^3$	$4,52.10^5$	$4,1.10^2$	$5,47.10^4$	$1,6.10^2$	$2,23.10^4$	Niveau de la mer

L'examen de ce tableau montre que l'absorption des électrons de haute énergie se fait comme celle de tous les électrons de la grande gerbe. Par rapport au nombre total de ces électrons, les abondances relatives sont les suivantes :

ε = 1GeV		ε = 10GeV		
$E_p=10^{15}$eV	$E_p=10^{17}$eV	$E_p=10^{15}$eV	$E_p=10^{17}$eV	
3,32 %	4,5 %	0,185 %	0,37 %	Chacaltaya
2,2 %	2,8 %	0,099 %	0,17 %	Pic du Midi
1,8 %	2 %	0,072 %	0,099 %	Niveau de la mer

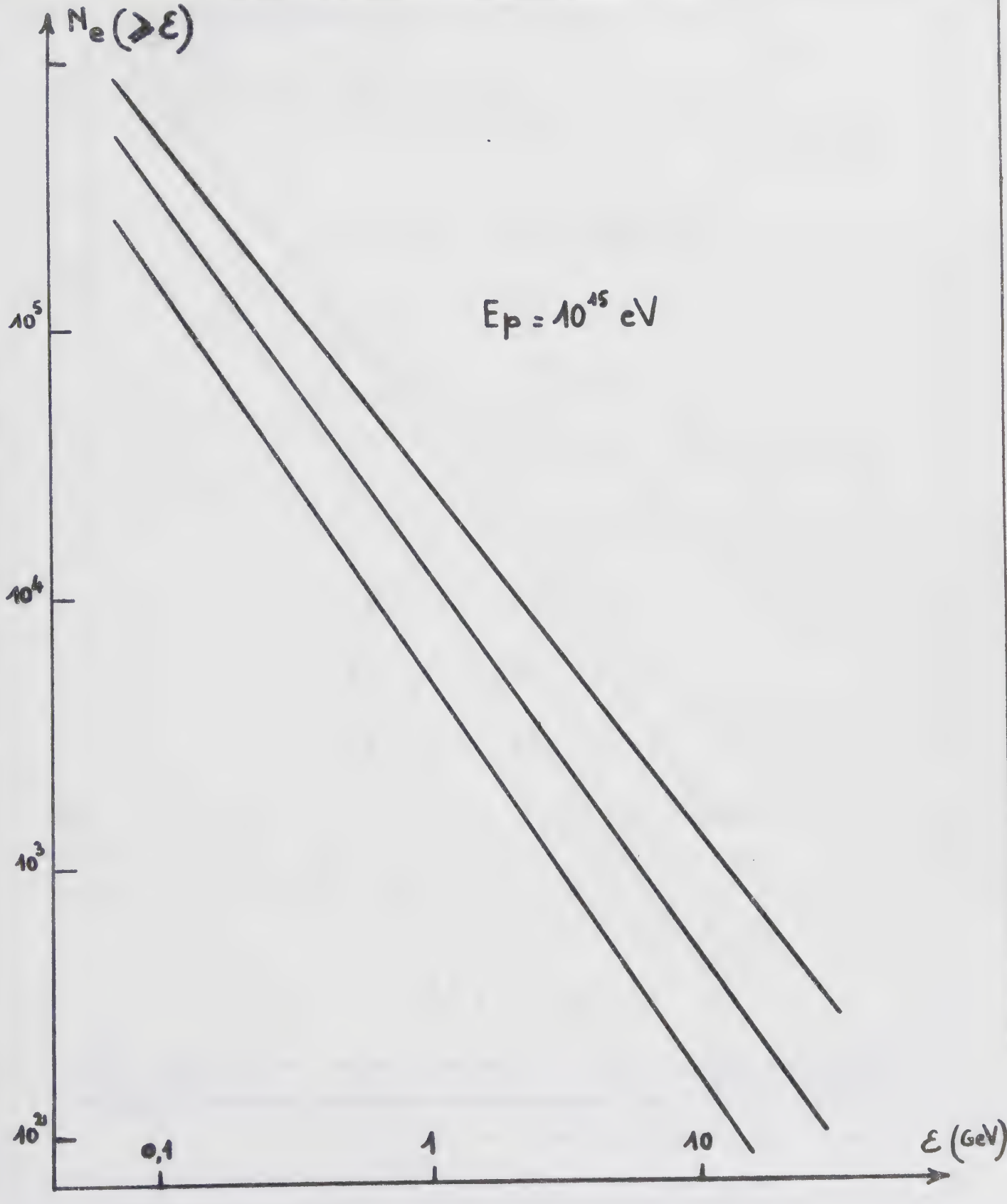


Fig 90

Leurs valeurs diminuent avec l'altitude et augmentent avec l'énergie primaire.

Le spectre intégral d'énergie des électrons à l'intérieur d'une gerbe de 10^{15}eV prend ainsi la forme aux diverses altitudes (figure 90) :

$$N_{e\ chac}(>\varepsilon) = 2{,}45.10^{4}\ \varepsilon^{-1{,}30}$$

$$N_{e\ pic}(>\varepsilon) = 1{,}2.10^{4}\ \varepsilon^{-1{,}42}$$

$$N_{e\ sol}(>\varepsilon) = 4{,}9.10^{3}\ \varepsilon^{-1{,}5}$$

L'énergie ε étant exprimée en GeV.

Les tailles à ces trois altitudes sont respectivement de $6{,}7.10^{5}$; $4{,}3.10^{5}$ et 2.10^{5} particules.

A l'intérieur d'une gerbe de 10^{17}eV, la composition en électrons de haute énergie est décrite de même par (fig.91):

$$N_{e\ Chac}(>\varepsilon) = 3.10^{6}\ \varepsilon^{-1{,}16}$$

$$N_{e\ Pic}(>\varepsilon) = 2{,}2.10^{6}\ \varepsilon^{-1{,}34}$$

$$N_{e\ sol}(>\varepsilon) = 6.10^{5}\ \varepsilon^{-1{,}44}$$

avec des tailles respectives $N_e = 6.10^{7}$; $6{,}3.10^{7}$; $2{,}3.10^{7}$,

Compte tenu des fluctuations, l'abondance moyenne des électrons de haute énergie à l'intérieur d'une grande gerbe de taille N_e peut être décrite par une relation générale :

$$N_e(>\varepsilon) = A\,\varepsilon^{-\gamma}$$

dans tout plan orthogonal à l'axe de la gerbe à une altitude donnée. Le coefficient A et l'exposant γ possèdent des valeurs différentes à chaque altitude et pour chaque taille N_e.

Les valeurs de A sont données par les relations suivantes :

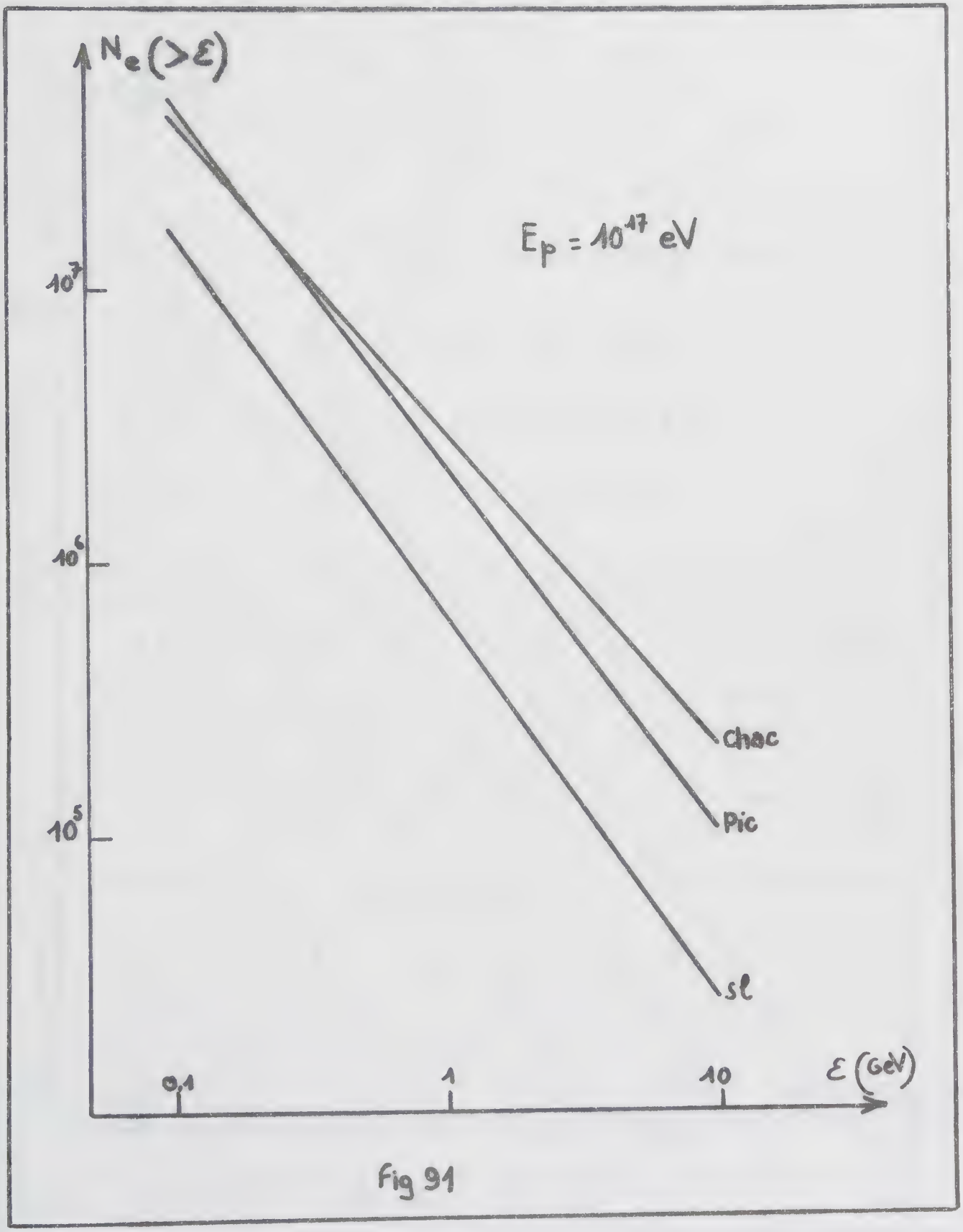

$N_e(>\mathcal{E})$
$E_p = 10^{17}$ eV
10^7
10^6
10^5
choc
Pic
sl
0,1
1
10
$\mathcal{E}$ (GeV)

Fig 91

$$A_{Chac} = 3{,}3.10^{3}\left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{1{,}07}$$

$$A_{Pic} = 2{,}55.10^{3}\left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{1{,}04}$$

$$A_{sol} = 2{,}5.10^{-2}.N_e$$

L'exposant γ varie lentement avec N_e :

$$\gamma_{Chac} = 1{,}36 - 0{,}07 \log\left(\frac{N_e}{10^5}\right)$$

$$\gamma_{Pic} = 1{,}40 - 0{,}04 \log\left(\frac{N_e}{10^5}\right)$$

$$\gamma_{sol} = 1{,}51 - 0{,}025 \log\left(\frac{N_e}{10^5}\right)$$

L'abondance des électrons de haute énergie en densité à une distance donnée de l'axe est également calculée à partir de la distribution latérale des électrons dont l'énergie dépasse une valeur fixée ε .

Il n'est pas possible de reproduire ici ces distributions (la figure représentative de l'une d'elles est présentée au chapitre III) pour les 50 000 gerbes calculées et nous relatons seulement dans le tableau suivant quelques valeurs des densités électroniques à diverses distances de l'axe pour des gerbes de 10^{15}eV et 10^{17}eV.

$r/r_o = 10^{-2}$	Valeurs de $r_o^2 \Delta_e$			
	ε =1 GeV		ε =10 GeV	
	$E_p=10^{15}$eV	$E_p=10^{17}$eV	$E_p=10^{15}$eV	$E_p=10^{17}$eV
Chacaltaya	$5{,}88.10^{5}$	$1{,}14.10^{8}$	$2{,}15.10^{4}$	$6{,}82.10^{6}$
Pic	$1{,}75.10^{6}$	$4{,}66.10^{7}$	$5{,}16.10^{3}$	$2{,}24.10^{6}$
sol	$6{,}1.10^{4}$	$8{,}17.10^{6}$	$1{,}4\ .10^{3}$	$3{,}41.10^{5}$

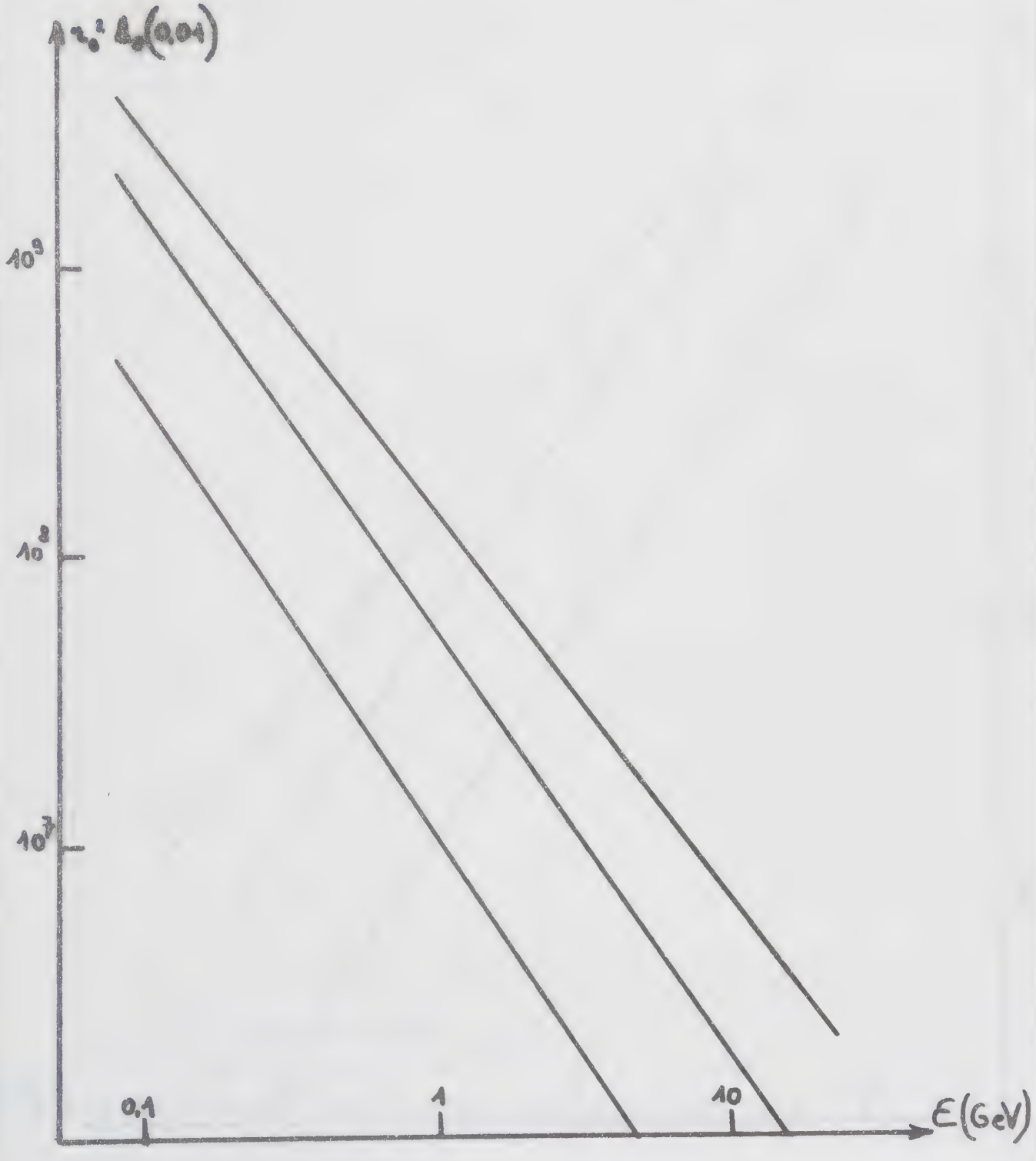


Fig 93

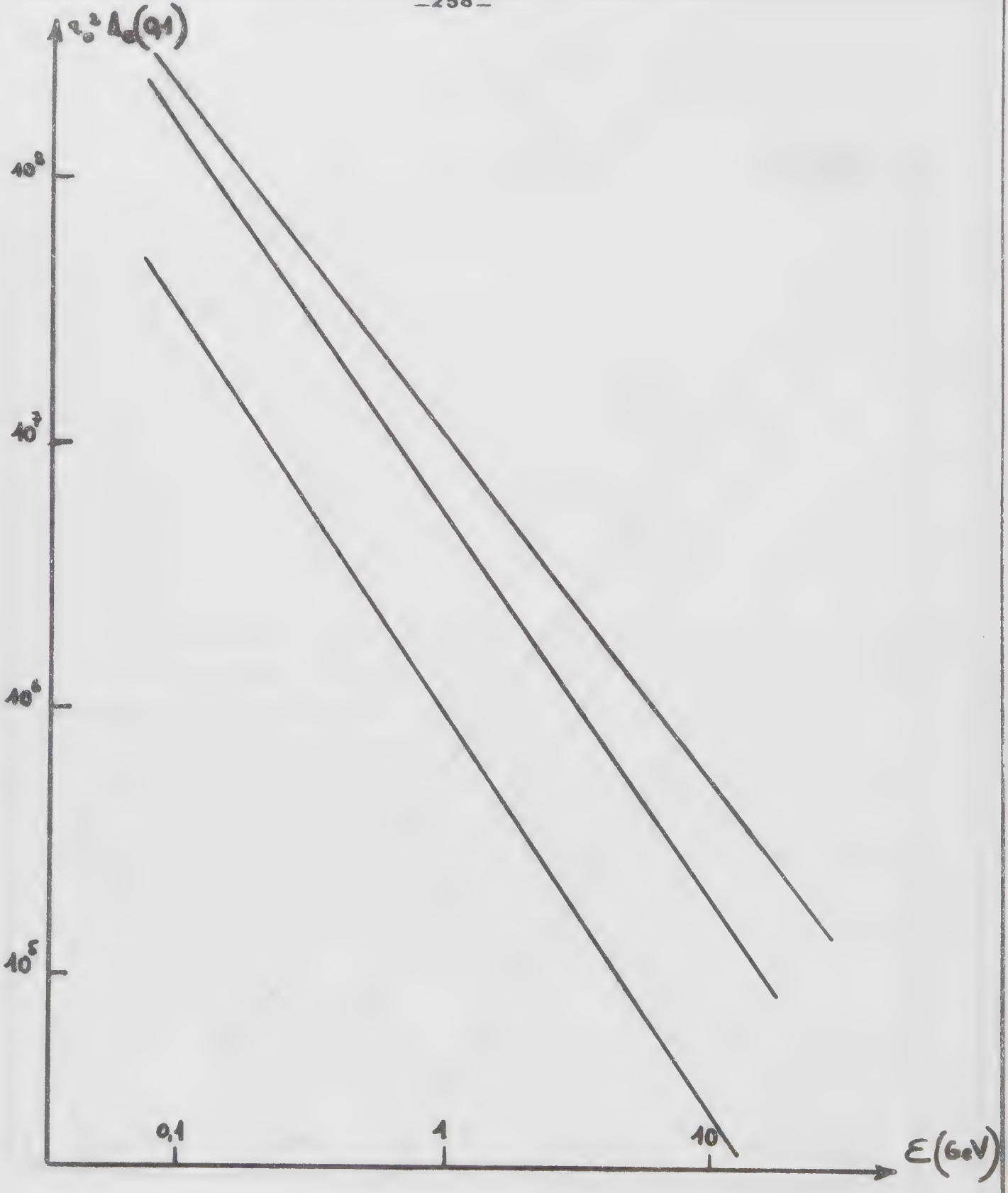


Fig 94

$r/r_o = 10^{-1}$	$\mathcal{E}$ = 1GeV		$\mathcal{E}$ = 10GeV	
	$E_p=10^{15}$eV	$E_p=10^{17}$eV	$E_p=10^{15}$eV	$E_p=10^{17}$eV
Chacaltaya	$4,73.10^4$	$7,65.10^6$	$1,95.10^3$	$5,18.10^5$
Pic	$1,58.10^4$	$3,94.10^6$	$4,86.10^2$	$1,99.10^5$
sol	$6,05.10^3$	$7,84.10^5$	$1,5\ .10^2$	$3,22.10^4$

$r/r_o = 1$	$\mathcal{E}$ = 1GeV		$\mathcal{E}$ = 10GeV	
	$E_p=10^{15}$eV	$E_p=10^{17}$eV	$E_p=10^{15}$eV	$E_p=10^{17}$eV
Chacaltaya	$1,03.10^3$	$1,16.10^5$	58,7.	$1,02.10^4$
Pic	$4,49.10^2$	$8,44.10^4$	17,	$5,13.10^3$
sol	$1,8\ .10^2$	$2,21.10^4$	6	$9,81.10^2$

$r/r_o = 10$	$E_p = 10^{17}$eV	
	$\mathcal{E}$ = 1 GeV	$\mathcal{E}$ = 10 GeV
Chacaltaya	86,2	12,3
Pic	93,8	7,8
sol	86,7	2

Il est intéressant de constater, surtout à haute altitude, que la proportion en densité des électrons de haute énergie augmente quand on s'éloigne de l'axe de la grande gerbe. La distribution des électrons de haute énergie décroît moins rapidement quand r augmente que celle de tous les électrons.

Les spectres d'énergie en densité sont représentés pour $E_p=10^{17}$eV pour $r = 10^{-2}r_o$; $10^{-1}r_o$; r_o, $10r_o$ sur les figures 93 à 96.

Les abondances relatives à ces distances varient pour $\mathcal{E}$ = 1GeV et

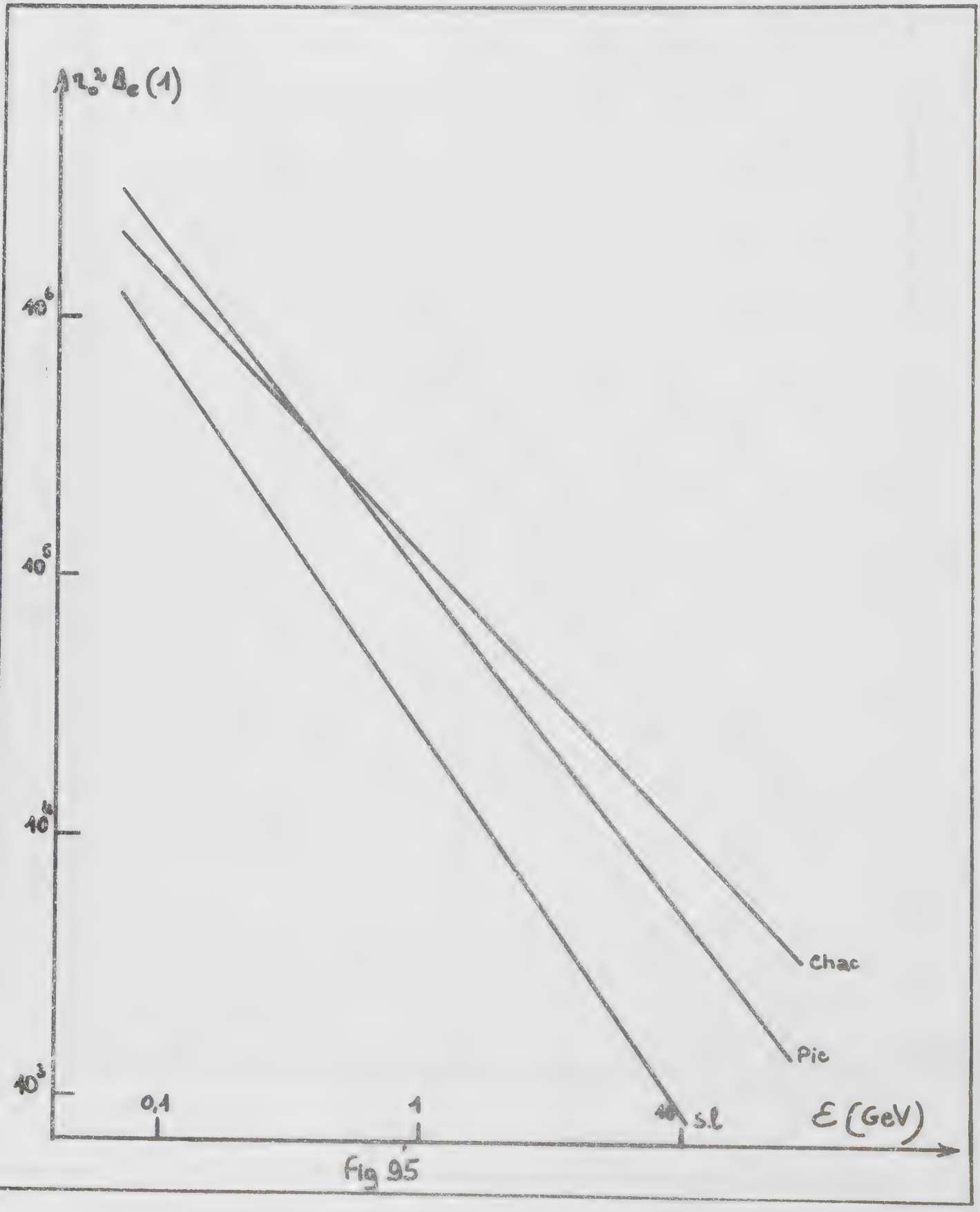


Fig 95

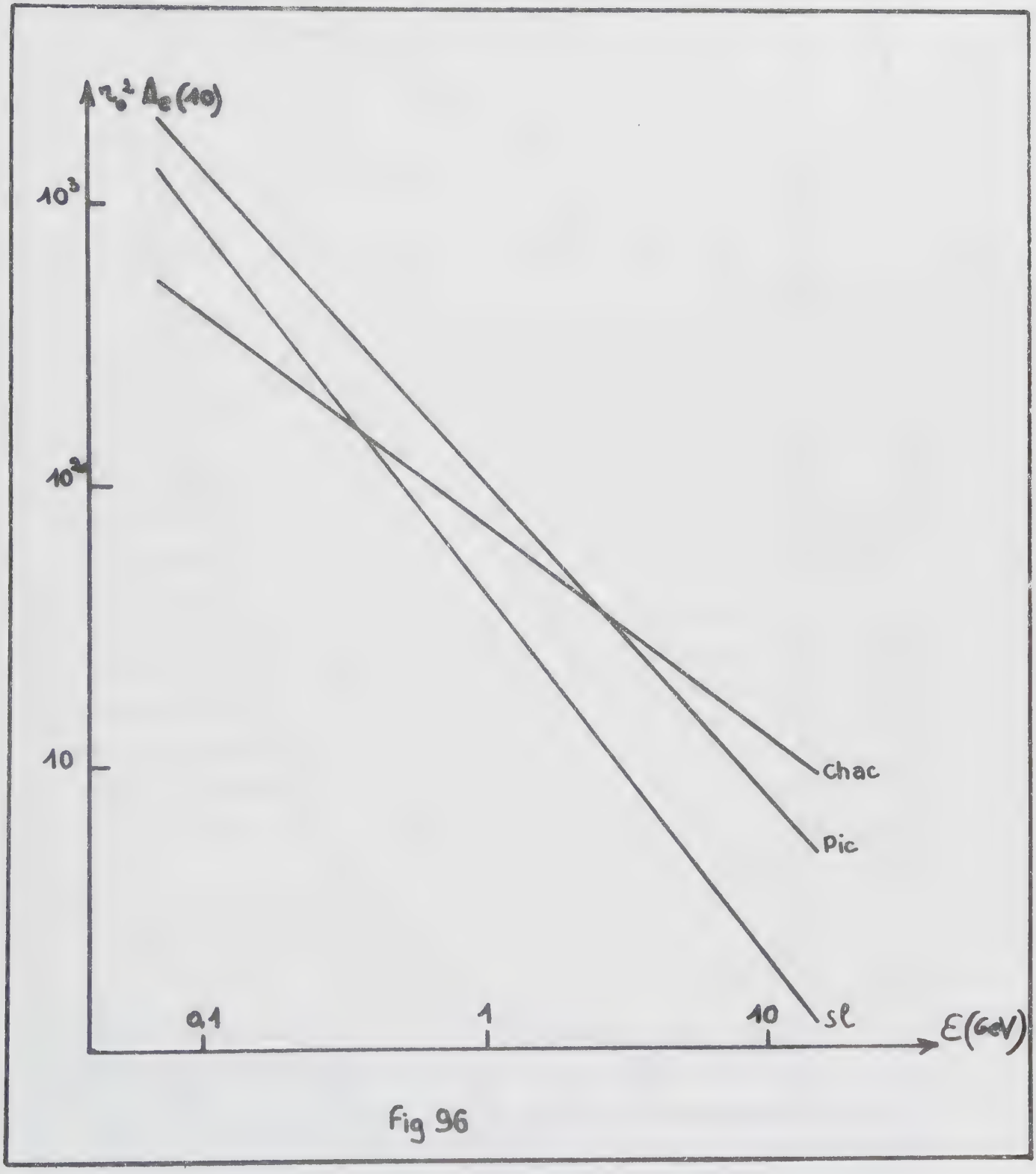


Fig 96

pour $E_p = 10^{17}$eV comme il suit :

r/r_o	10^{-2}	1	10
Chacaltaya	3,3 %	6,4 %	21 %
Pic	2,38 %	3,4 %	5,85 %
sol	1,98 %	2,3 %	3,2 %

L'enregistrement à une distance de l'ordre de r_o (r_o = 79 m au niveau de la mer) de l'abondance relative des électrons de 1 GeV par exemple, à l'aide de chambres de Wilson à plaque, de scintillateurs placés sous des absorbants d'épaisseur convenable ou de spectrographes associé à la mesure simultanée dans l'espace et dans le temps de la densité électronique totale paraît donc dépendre du degré d'absorption de la gerbe et par conséquent du niveau t_o de la première interaction.

Pour une gerbe enregistrée au niveau de la mer de taille comprise entre 10^6 et 10^8 particules, nous avons précisé la correspondance $t_o = f(a)$, a étant le pourcentage d'électrons d'énergie supérieure à 1 GeV à 80 m environ de l'axe de la grande gerbe (fig.97). Comme cette correspondance a été obtenue à toutes les distances de l'axe, il semble que t_o puisse être déterminé ainsi pour toutes les gerbes, en considérant seulement la proportion d'électrons de 0,5 GeV ou même 0,2 GeV pour des gerbes dont les énergies sont inférieures à 10^{16}eV.

Les mêmes calculs pour des noyaux primaires n'ont révélé aucun effet marquant dans la distribution des électrons de haute énergie en fonction d'une origine nucléaire ou nucléonique.

A énergie primaire égale, les gerbes d'origine nucléaire sont d'autant moins riches en électrons de haute énergie que le noyau primaire est lourd, mais comme leur taille suit la même variation, l'observateur n'a aucune chance de mesurer une composition anormale.

En dehors de la détermination de t_o, c'est surtout en tant que base de départ de calculs ultérieurs des effets qui accompagnent le passage de la grande gerbe dans l'atmosphère que la connaissance de la composition en électrons de toutes les énergies, à toutes les altitudes, présente un intérêt.

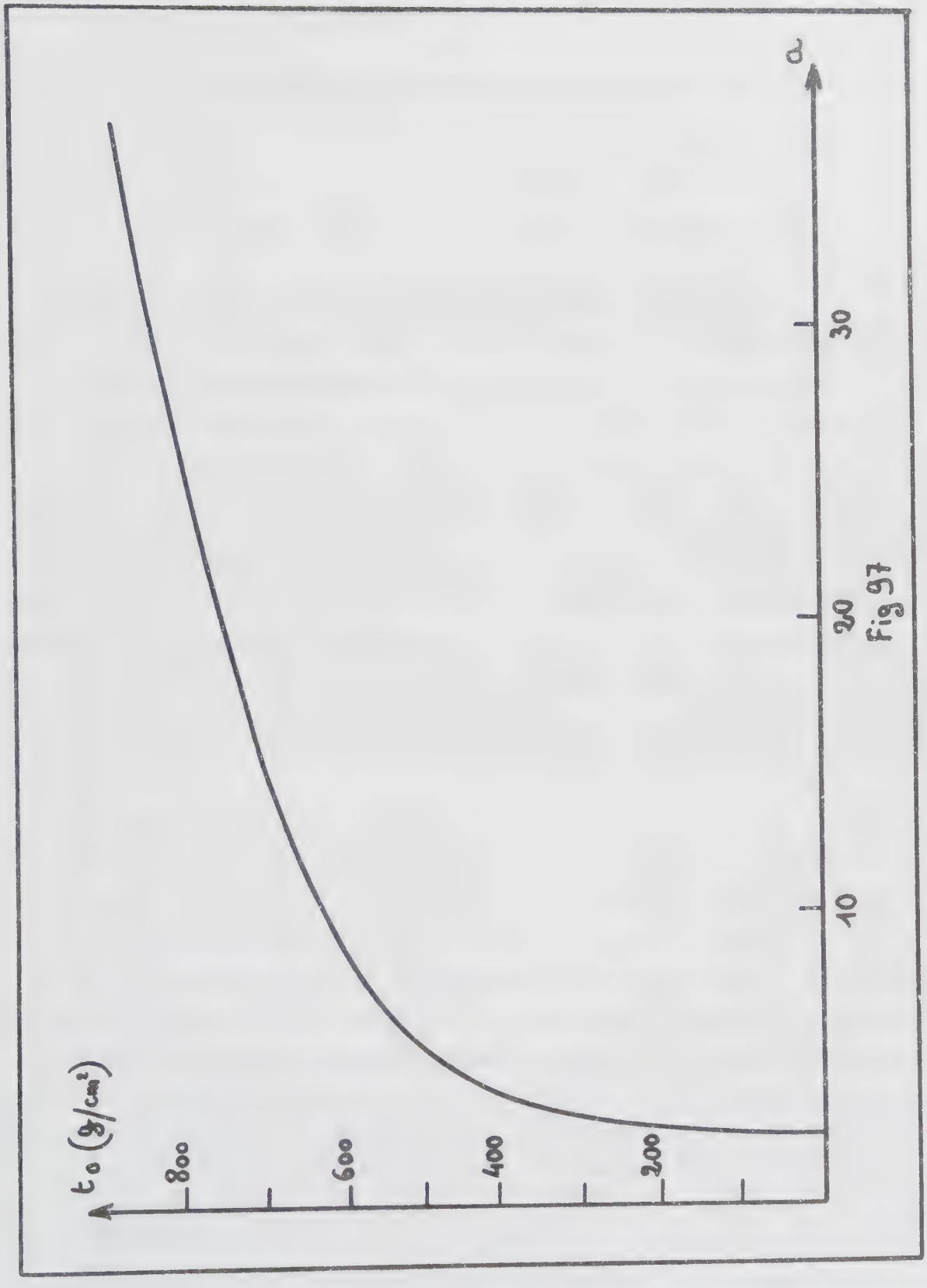


Fig 97

Ces principaux effets sont :

- la scintillation naturelle de l'atmosphère si $E_p > 10^{18}$eV
- les émissions radio
- le rayonnement Cerenkov.

C'est ce dernier qui fait surtout l'objet du paragraphe suivant.

2 - Calcul de la composante Cerenkov en vue d'une comparaison avec l'expérience réalisée au Pic du Midi par le groupe de Turin (Italie)

C'est en 1953 que les premières impulsions Cerenkov associées à des gerbes de haute énergie furent distinguées du bruit de fond qui caractérise la lumière du ciel nocturne (119). Dès 1955 furent obtenus les résultats des premiers travaux expérimentaux, menés par Jelley au Pic du Midi (120), établissant une corrélation définitive entre l'arrivée d'une grande gerbe et l'observation de l'émission Cerenkov simultanée ; la lumière Cerenkov était recueillie par un miroir de 60 cm de diamètre (50 cm de distance focale) vu par un photomultiplicateur dont la cathode avait 12,5 cm de diamètre (type EMI 6099), tandis que des compteurs geiger, disséminés dans le plan, avaient pour mission d'établir la coïncidence avec l'arrivée de la grande gerbe. En raison de l'absence de lumière parasite, le choix de ce site s'était révélé des plus opportuns. Ces premiers résultats montraient que l'émission Cerenkov associée aux grandes gerbes subissait une forte collimation parallèlement à l'axe de la gerbe et que tous les électrons du coeur de la gerbe aux altitudes supérieures au plan expérimental contribuaient au développement de la composante Cerenkov. L'expérience italienne réalisée au Pic du Midi par l'équipe du Professeur Castagnoli a débuté en mai 1971. Cette installation comprend 7 miroirs paraboliques de 90 cm de diamètre vus par des photomultiplicateurs. Quatre de ces miroirs sont équipés d'une électronique ultra rapide ($\sim 0{,}6.10^{-9}$s) en vue de mettre en évidence une structure temporelle de l'impulsion Cerenkov traduisant la participation de sources à différentes altitudes. Ils sont tous implantés à l'intérieur de l'aire de détection balisée par les scintillateurs de l'équipe de Kiel (chapitre V) avec lesquels ils fonctionnent en coïncidence : l'expérience de Kiel fournit en effet les caractéristiques générales de chaque gerbe détectée taille, localisation

et orientation de l'axe.

L'expérience fonctionne par nuit dégagée en l'absence de lune. L'abondance des résultats montre encore que le Pic du Midi constitue un site idéal pour ce genre de manipulation, les conditions atmosphériques ayant été toujours favorables.

Pour favoriser l'interprétation de ces résultats, nous avons mis au point à partir de notre méthode de simulation une méthode de calcul de la distribution latérale de la composante Cerenkov d'une grande gerbe. La contribution de N(t) électrons, présents après une traversée t à une distance r de l'axe au niveau de l'expérience, a déjà été calculée (121) (122).

Le nombre moyen $\Delta Q(r,t)$ des photons présents à l'altitude du Pic du Midi à une distance r de l'axe dus à la contribution d'un électron se trouvant dans la grande gerbe après la traversée d'une épaisseur atmosphérique t est reporté dans le tableau ci-dessous, pour r = 20 m et r = 60 m.

$t(g/cm^2)$	$\Delta Q(20,t) \times 10^6 (\gamma/cm^2)$	$\Delta Q(60,t) \times 10^8 (\gamma/cm^2)$
200	0	1,4
300	0,03	2
400	0,04	3,2
500	0,05	10,5
540	0,12	52
600	0,25	22
650	0,55	10
700	0,9	14,5

Comme notre méthode de simulation nous donne à volonté le nombre d'électrons N(t) présents après la traversée d'une épaisseur atmosphérique t, il suffit pour connaître le nombre de photons Cerenkov Q(r) recueillis au Pic du Midi à une distance r de l'axe, de calculer l'intégrale :

$$Q(r) = \int_0^{720 g/cm^2} \Delta Q(r,t) N(t) dt$$

Pour une gerbe engendrée par un proton de 10^{15}eV par exemple, on obtient au Pic du Midi :

$$Q(20\ m) = 310.\ 000\ \gamma/cm^2$$
$$Q(60\ m) = 194.\ 000\ \gamma/cm^2$$

La lente décroissance de la densité des photons Cerenkov en fonction de r mérite d'être remarquée, d'autant plus que pour les mêmes distances la densité électronique est divisée par 10 ; Cet aspect de la distribution latérale Cerenkov est bien connu des expérimentateurs et, ces chiffres paraissant cohérent avec les résultats expérimentaux, une extension de nos calculs est envisagée.(123).

Des calculs plus élaborés semblent en effet pouvoir être menés à partir de nos distributions latérales électroniques, où les énergies individuelles des électrons sont connues. Les distributions déterminent également les distributions angulaires électroniques d'où partirait une étude approfondie de l'émission très directive de l'effet Cerenkov ; les résultats des calculs pourraient ainsi être comparés avec les enregistrements faits par des miroirs à faible ouverture, permettant de mesurer la contribution d'une source d'émission Cerenkov située à une altitude donnée.

Les distributions latérales énergétiques des électrons peuvent être le point de départ, outre l'effet radio, de calculs portant sur un autre effet accompagnant les grandes gerbes, la scintillation. Toujours en raison de l'absence de source parasites au Sud des Pyrénées, le Pic du Midi se présente comme un site idéal pour mesurer cette scintillation, propre aux gerbes de plus de 10^{19}eV. L'atmosphère est en effet un scintillateur médiocre, mais la luminescence dégagée lors du passage d'une nombre si élevé de particules peut être détectée jusqu'à 50 Km de l'axe de la grande gerbe grâce à l'émission due à la recombinaison des ions formés autour de l'axe de la grande gerbe (124).
La scintillation permet donc de détecter des gerbes de ces énergies sur des milliers de Km^2 : un ensemble de miroirs de 2 m de diamètre installés au Pic du Midi enregistrerait ainsi un évènement de 10^{21}eV par mois. Le principal inconvénient de cette méthode qui pourrait améliorer considérablement la statistique des évènements de ces énergies est l'évaluation exacte de l'énergie primaire, et, il semble que dans ce domaine, des calculs

basés sur la distribution latérale électronique ,soient destinés à faciliter l'étalonnage de cette méthode en liaison avec des installations traditionnelles.

3 - Grandes gerbes dans les atmosphères planétaires, à l'échelle microscopique et macroscopique.

Toutes les fois qu'une particule cosmique de haute énergie rencontre un milieu dense, il se produit une grande gerbe. Suivant la densité de ce milieu, la forme de la grande gerbe et l'équilibre qui s'établit entre les diverses composantes pourront différer notablement. Ce sont les gerbes qui se développent dans les atmosphères des planètes qui se rapprochent le plus de celles qui sont connues sur la terre.

A condition de connaître "l'atmosphère standard" de la planète considérée, la méthode de simulation est à même de restituer l'aspect du rayonnement cosmique de haute énergie sur n'importe quel astre. Nous avons ainsi examiné deux types très différents constitués par les grandes gerbes des planètes Mars et Vénus.

L'interaction initiale avec un noyau de gaz carbonique de l'atmosphère de Vénus n'est pas très différente de celle qui se produit avec un noyau d'azote sur la Terre et la grande gerbe se développe jusqu'à son maximum à peu près comme sur la Terre ; passé ce maximum,elle subit une absorption considérable avant d'atteindre le sol (où règne une pression de l'ordre de 80 atmosphères), qui annihile les composantes électroniques et hadroniques.

Le nombre d'électrons au maximum d'une gerbe de 10^{21}eV serait divisé pour arriver au sol par un facteur de l'ordre de 10^{48}. Dans ces conditions il n'existe aucune chance de détecter une composante hadronique ou photoélectronique sur le sol de Vénus dont l'atmosphère reste transparente aux muons (créés avec une énergie supérieure à 200 GeV) et aux neutrinos ,résidus des grandes gerbes absorbées à très haute altitude.

Pour des corpuscules primaires dont l'énergie est inférieure à $1,3.10^{13}$eV, seuls les neutrinos créés dans chaque gerbe atteignent le sol de Vénus. Aux énergies primaires supérieures à cette valeur apparait au sol une composante muonique. Dès que E_p dépasse 10^{14}eV, l'abondance de ces deux composantes peut être représentée par des lois de

puissance.

$$N_\nu = 2{,}7.10^5 \left(\frac{E_p}{10^{16}}\right)^{0{,}94}$$

$$N_\mu = 680\left(\frac{E_p}{10^{16}}\right)^{1{,}08}$$

L'enregistrement sur le sol de Mars, où la pression atmosphérique est inférieure à 1 cm de mercure est caractérisé au contraire par des gerbes très jeunes dont la composante photoélectronique est seule numériquement appréciable. Moins de 50 % des particules pénétrant dans l'atmosphère de Mars donnent naissance à une grande gerbe : la taille de ces gerbes dépend de l'énergie E_p suivant la relation :

$$N_e = 2.10^3 \left(\frac{E_p}{10^{15}}\right)^{0{,}42}$$

La cascade hadronique se développe directement dans le sol de tout astre dépourvu d'atmosphère, comme la Lune, et dans ce cas une gerbe se développe sur quelques dizaines de centimètres, les muons et les neutrinos continuant à s'enfoncer à plusieurs kilomètres comme dans la croûte terrestre. Ces gerbes peuvent être étudiées par la méthode de simulation dans tous les milieux solides et des applications à l'interprétation des résultats des calorimètres embarqués sur des satellites (gerbes se développant dans du plomb) sont envisagées.

Une autre application de la méthode de simulation est celle qui concerne l'insémination artificielle de l'espace à partir d'une accélérateur terrestre dont le faisceau serait dirigé à la verticale. A condition de disposer d'une énergie suffisante, la grande gerbe qui se formerait dans l'atmosphère serait caractérisée par des interactions successives dont les distances constitueraient une suite croissante, contrairement aux gerbes naturelles. Observée à 20 000 mètres d'altitude cette gerbe à énergie égale serait plus riche en muons aux dépens de la composante hadronique, la composante photoélectronique étant peu changée malgré une distribution latérale plus étalée. Le faisceau de protons incident conserverait sont intensité initiale à sa sortie de l'atmosphère, après avoir vu son énergie moyenne atténuée d'un facteur $(1 - \eta)^5$ au moins dans le cas où l'accélérateur est situé sur un sommet.

Si I est l'intensité du faisceau et E_p l'énergie initiale, il faut s'attendre à trouver à quelques centaines de kilomètres de la Terre ,après désintégration des pions, Kaons et muons, le faisceau accompagné d'un faisceau d'électrons d'intensité :

$$J_1 = 5.10^5 \quad I \left(\frac{E_o}{10^{15}}\right)^{1,15}$$

d'un faisceau de neutrinos d'intensité :

$$J_2 = 4,2.10^4 \quad I \left(\frac{E_o}{10^{15}}\right)^{0,90}$$

et d'un faisceau de photons de haute énergie :

$$J_3 = 1,3 \quad .10^3 \quad I \left(\frac{E_o}{10^{15}}\right)^{0,97}$$

Ce cas de gerbes dont les distances des niveaux d'interaction sont échelonnés comme les termes d'une suite croissante nous conduit au problème des gerbes macroscopiques qui peuvent apparaître au voisinage de la source d'accélération. Si l'on considère que la densité de matière n'est pas nulle au voisinage de cette source et qu'elle augmente dans son environnement immédiat,on se trouve reporté au problème précédent : une grande gerbe divergente (les distances correspondant aux libres parcours moyens finissant par s'exprimer en années lumières) se développe en se dépouillant progressivement de ses particules à vie brève,et,après n libre parcours moyen,le principal porteur de l'énergie peut être observé dans l'espace avec une énergie $(1 - \eta)^n E_o$, E_o étant l'énergie initiale communiquée par la source. Dans ces conditions il y a une perte d'énergie à la source :

$$\Delta E_o = (1 - (1 - \eta)^n) E_o$$

Il en résulte que pour des particules d'énergies de l'ordre de 10^{21}eV, observées dans l'espace, l'énergie initiale communiquée par une source dont l'environnement immédiat ne serait pas le vide absolu serait beaucoup élevée : dans cette perspective, il faudrait soit postuler

l'existence de mécanismes d'accélérations beaucoup plus puissants que ceux qui avaient été proposés jusque là, soit admettre qu'une accélération complémentaire est fournie au cours de la propagation dans l'espace à grande distance de la source, par des champs magnétiques par exemple.

3 bis – Libération d'un faisceau de 300 GeV dans l'atmosphère :

L'augmentation des énergies atteintes par les accélérateurs risque d'entrainer une évolution des techniques de l'analyse des évènements vers des méthodes de détection indirectes, portant sur des particules secondaires de moindre énergie, et une orientation vers les techniques du rayonnement cosmique.

Pour une impulsion de 10^9 protons nous avons évalué les propriétés de la gerbe de régime continu (entretenue pendant 3 μs environ suivant les caractéristiques du synchrocyclotron à gradients alternés) qui se développe horizontalement dans l'air. L'abondance des diverses composantes est alors la suivante :

x (distance à l'origine du faisceau externe: en mètres)	composante hadronique: N_h / 10^{10}	composante pénétrante N_μ / 10^{10}	composante photoélectronique N_e / 10^{10}
400	0, 106	0,726	6,16
600	0,109	1,71	13,6
800	0, 0752	2,53	13,4
1 000	0, 0397	2,98	8,8
1 200	0, 024	3,37	4,66
1 400		3,37	1,76
1 600		3,37	0,54
1 800		——	0,15
2 000		——	0,038
2 200		——	0,0095
2 400		——	0,0023

Si les composantes électroniques et hadroniques peuvent être absorbées sur moins de 3 km , il faudra tenir compte de la présence de $7,26 \cdot 10^9$ muons de 100 GeV qui devront être absorbés par une colline de terre.

La distribution latérale des électrons à 600 et 800 m de l'origine dans un plan vertical perpendiculaire à l'axe est présentée dans le tableau ci-dessous :

r (m)	1	4	10	40	100	400	1 000
Δ_e (x= 600)	$6,61.10^8$	$1,28.10^8$	$3,94.10^7$	$3,98.10^6$	$4,54.10^5$	$4,86.10^3$	$1,33.10^2$
Δ_e (x= 800)	$3,19.10^8$	$7,56.10^7$	$2,72.10^7$	$3,78.10^6$	$5,73.10^5$	$1,08.10^4$	$4,65.10^2$

Le vieillissement de la gerbe est particulièrement évident et nous avons vérifié que toutes les méthodes du Chapitre IV pouvaient être adaptées à ce problème et réunies en une véritable méthode d'analyse globale indirecte de l'interaction.

Il semble, en outre, qu'il y ait intérêt pour faciliter la détection des diverses composantes (sauf pour les muons de haute énergie) à faire diverger le faisceau dans une piscine ($30 \times 5 \times 5$ m^3) emplie d'eau, la méthode de simulation étant adaptable à ce milieu.

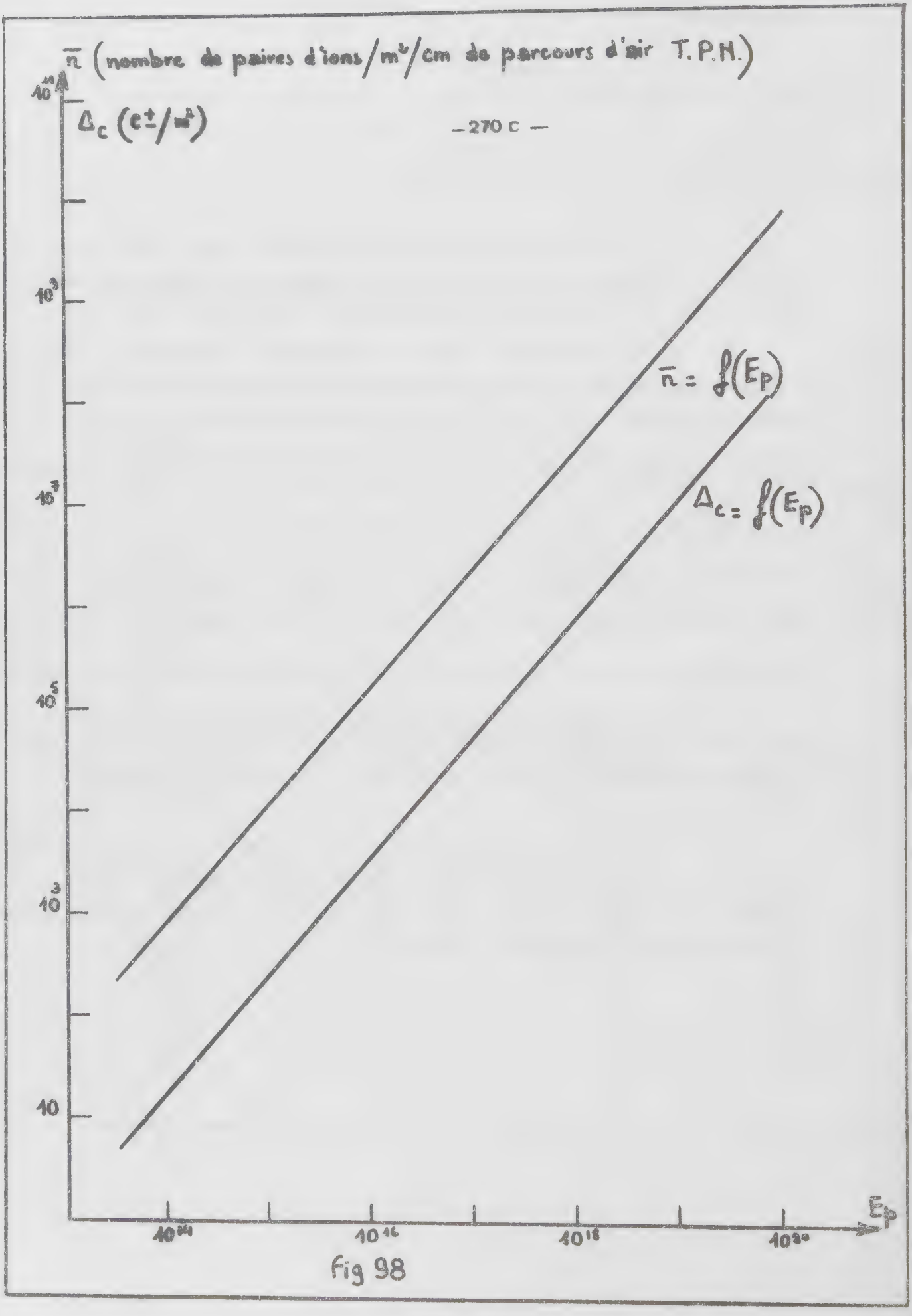

$\bar{n}$ (nombre de paires d'ions/m³/cm de parcours d'air T.P.N.)
10^{10}
Δ_c ($e^{\pm}$/m³)
10^9
10^8
10^7
10^6
10^5
10^4
10^3
10
$\bar{n} = f(E_p)$
$\Delta_c = f(E_p)$
10^{14}
10^{16}
10^{18}
10^{20}
E_p

Fig 98

4 - Ionisation atmosphérique induite dans les grandes gerbes.

En vue d'applications à la Physique Atmosphérique et à la Biologie (pour évaluer l'incidence éventuelle du rayonnement cosmique de haute énergie sur la cellule et son milieu environnant), nous avons calculé l'ionisation produite au niveau de la mer par des "coeurs" de grandes gerbes.

Le nombre de paires d'ions créées est recensé dans un cylindre de 1 m de diamètre entourant l'axe de la grande gerbe : ces paires d'ions , en majeure partie, sont engendrées par la composante photoélectronique dont nous avons supposé les électrons au minimum d'ionisation. La densité moyenne de ces électrons au niveau de la mer en fonction de l'énergie primaire E_p peut être lue sur la figure 98, ainsi que le nombre de paires d'ions créées dans l'air T.P.N par m^2 et par cm de parcours. Pour $E_p = 4.10^{21}$eV, le nombre de ces paires d'ions par m^2 est de l'ordre de 10^{12}.

Aux énergies comprises entre 10^{15}eV et 10^{17}eV, il peut être multiplié par 5 en altitude, et, en toutes circonstances la densité peut être multipliée par 50 à quelques cm de l'axe de la gerbe.

Un rayonnement ionisant aussi dense se produit comme un sigal dont nous avons évalué la fréquence ($/s/m^2$) en fonction de l'intensité moyenne sur 1 m^2 (fig.99). Cette fréquence décroît très rapidement quand la densité $\bar{n}$ de paires d'ions augmente en fonction du spectre d'énergie des particules cosmiques primaires recquises pour chaque valeur de $\bar{n}$.

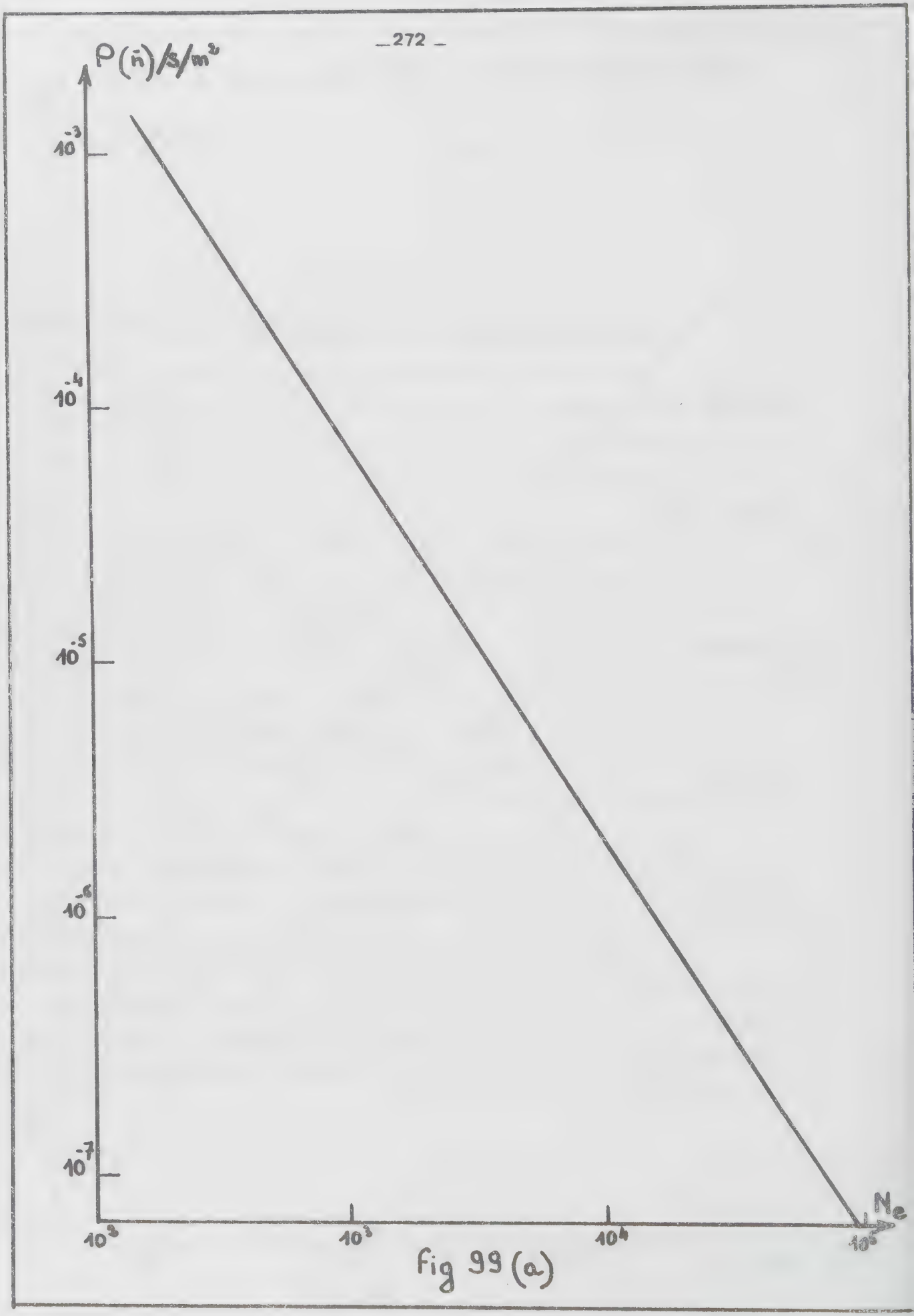


Fig 99 (a)

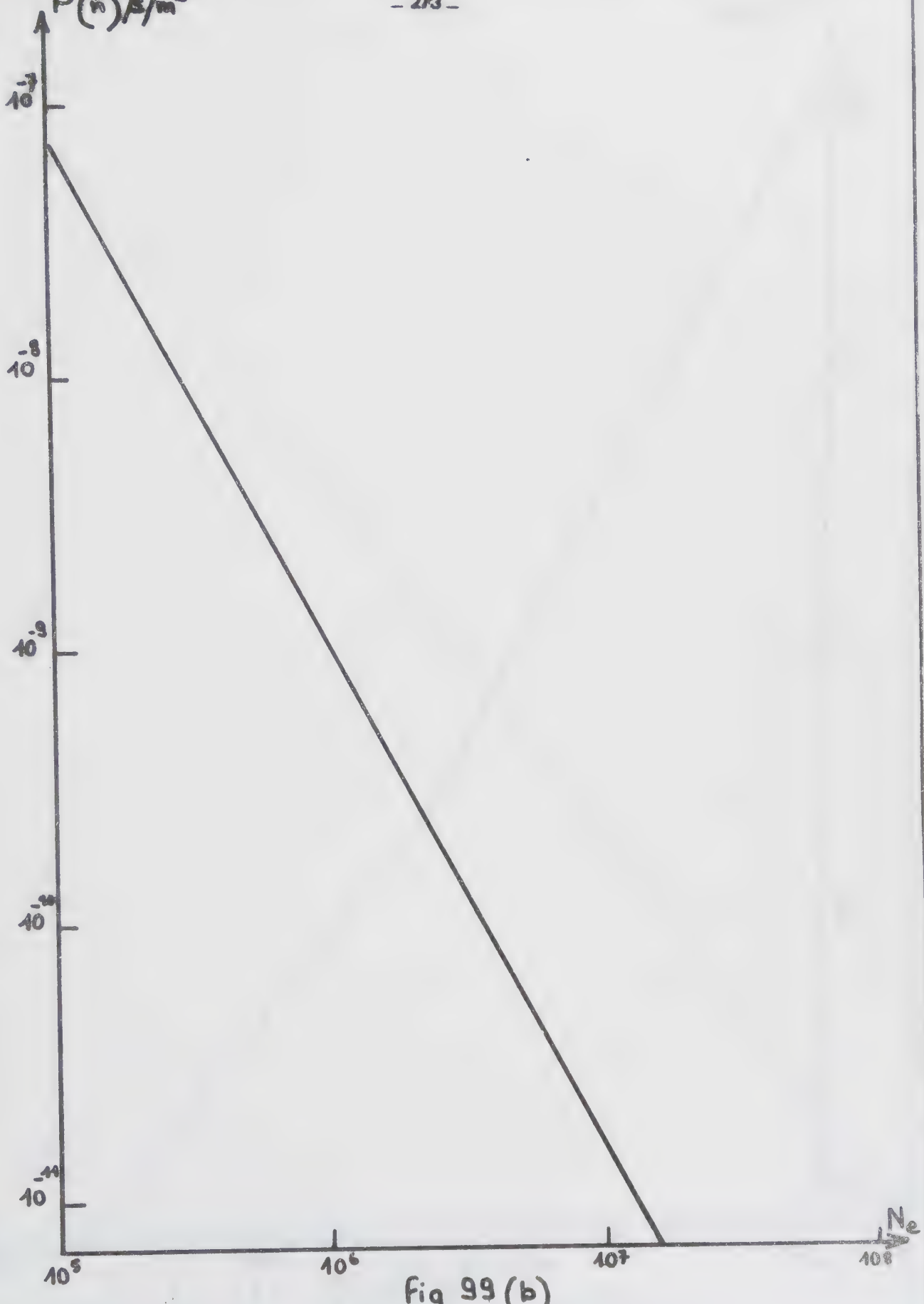


Fig 99 (b)

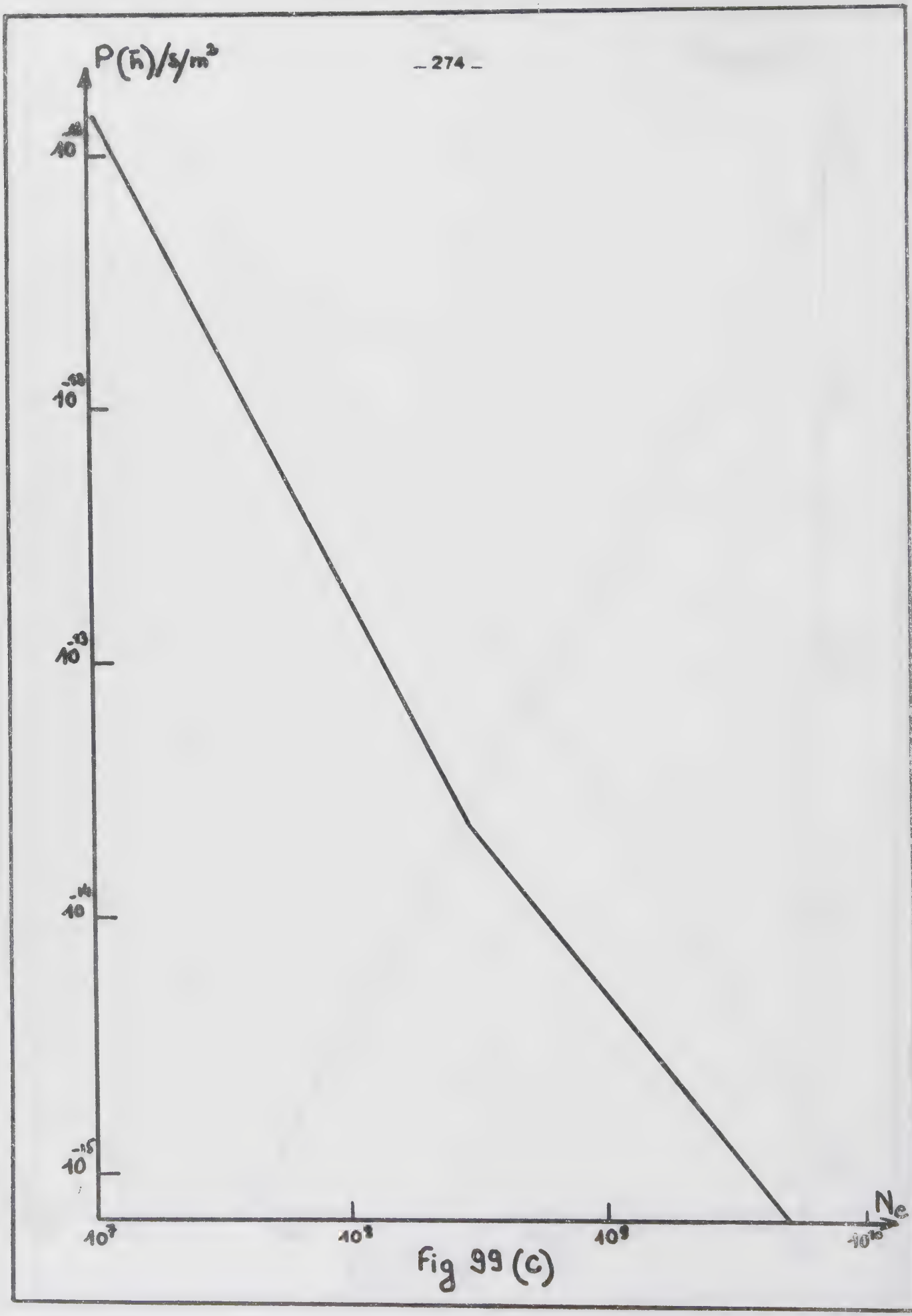


Fig 99 (c)

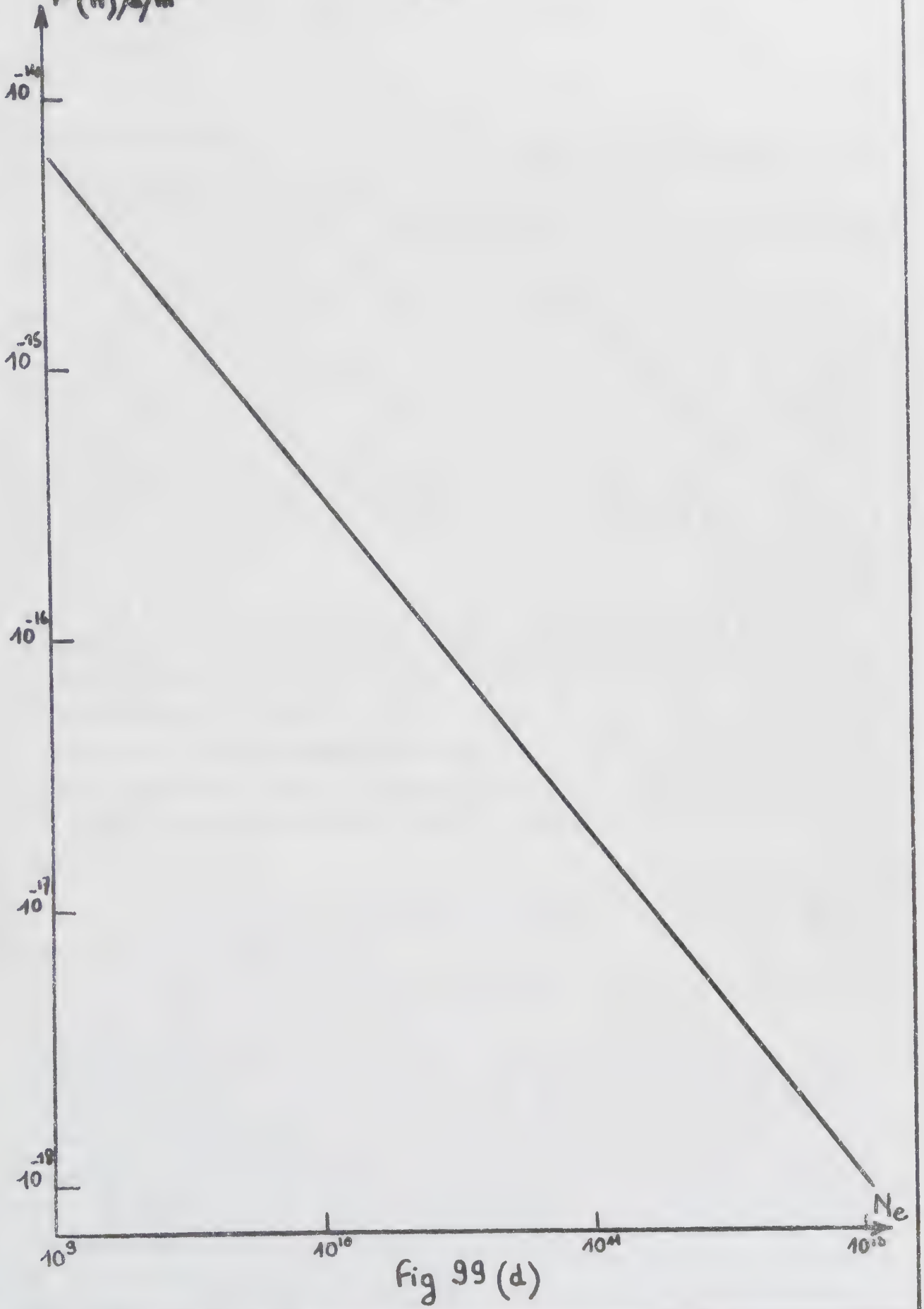


Fig 99 (d)

VI. II - Applications diverses.

1 - Non violation du théorème de Pomeranchuk, du théorème de Froissart et du principe d'indépendance des charges jusqu'à 10^{16} eV.

Les propriétés des grandes gerbes sont compatibles avec les théorèmes généraux de la Physique des Hautes Energies utilisés aux énergies des accélérateurs. La simulation de grandes gerbes telles que les π^+ et π^- créés possèdent à haute énergie des sections efficaces différentes, a révélé un excés de muons dans la composante pénétrante au niveau de la mer de la parité du pion possédant la section efficace la plus élevée. Cette différence de composition, en dépit d'une production à taux égal des pions des deux signes, s'explique par une compétition interaction-désintégration qui est plus ou moins favorable suivant la valeur du libre parcours moyen.

Nous avons calculé pour des énergies primaires de 10^{15} à 10^{18} eV, la variation du rapport des muons des deux signes en fonction du rapport des sections efficaces : σ^+, σ^- étant les sections efficaces des π^-, π^-, N_μ^+ et N_μ^- les nombres de muons positifs et négatifs de plus de 5GeV au niveau de la mer .la courbe représentative de la fonction $\sigma^+/\sigma^- = f(N_\mu^+/N_\mu^-)$ est tracée sur la figure 100. Comme le montrent les valeurs ci-dessous, N_μ^+/N_μ^- dépend beaucoup de σ^+/σ^-:

σ^+/σ^-	0,5	1	1,5	2
N_μ^+/N_μ^-	0,36	1	1,94	3,2

La mesure de N_μ^+/N_μ^- constitue donc un bon moyen pour évaluer σ^+/σ^-. Elle a été réalisée pour des gerbes de 10^4 à 10^8 particules : la valeur obtenue, aux erreurs expérimentales près, a toujours été $N_\mu^+/N_\mu^- = 1(125)$. La précision de ces mesures est de l'ordre de 10 %, et dans l'hypothèse la plus défavorable les sections efficaces π^+, π^- ne semblent pas pouvoir différer de plus de 6 % de leurs valeurs, jusqu'à des énergies, pour les pions secondaires, de l'ordre de 10^{16} eV. Il serait possible en mesurant N_μ^+/N_μ^- dans des gerbes de 10^9 et de 10^{10}

particules de vérifier si les mésons π^+ et π^- ont la même section efficace jusqu'à 10^{18}eV.

D'autre part, si dans les interactions nucléaires les pions des trois signes n'étaient pas produits en nombre égal, le rapport du nombre de muons au nombre d'électrons devrait augmenter au niveau de la mer avec une proportion plus élevée de pions chargés et diminuer dans le cas contraire. Les abondances de muons cohérentes avec les résultats expérimentaux montrent que le taux de production $\pi^{\pm}/\pi_0$ est bien égal à 2. Comme le résultat précédent, $N_\mu^+/N_\mu^- = 1$, outre qu'il montre que la pionisation est dans nos interactions un processus qui l'emporte largement sur la production de Kaons, exige une production en nombre égal de π^+ et de π^-, les π^+, π^-, π^0 sont bien engendrés avec le même taux de création jusqu'à 10^{12}eV.

Le "rajeunissement" progressif des grandes gerbes, jusqu'à 10^{18}eV environ, interdit à partir de 10^{14}eV toute augmentation de la section efficace, qui paraît demeurer constante dans cet intervalle d'énergie (chapitre IV).

Ainsi, trois propriétés fondamentales des hautes énergies décrites par le principe d'indépendance des charges, le théorème de Pomeranchuk et le théorème de Froissart semblent vérifiées aux énergies des grandes gerbes.

2 - Spectre d'énergie des muons (confrontations de l'effet d'Utah aux résultats des grandes gerbes).

Les muons qui sont rencontrés dans le rayonnement cosmique secondaire sont produits d'ordinaire lors de la désintégration des pions créés dans des interactions nucléaires ; dans ces conditions leur apparition est toujours accompagnée d'une grande gerbe qui peut ne pas être détectée au niveau de la mer si l'énergie primaire est trop faible. Pour chaque corpuscule primaire d'énergie E_p sont ainsi produits indirectement un certain nombre de muons d'énergie E_μ : l'établissement d'une relation entre le spectre d'énergie des muons, détectés au niveau de la mer ou sous terre, et le spectre intégral d'énergie des corpuscules cosmiques primaires passe par le , type moyen d'interaction nucléaire tiré

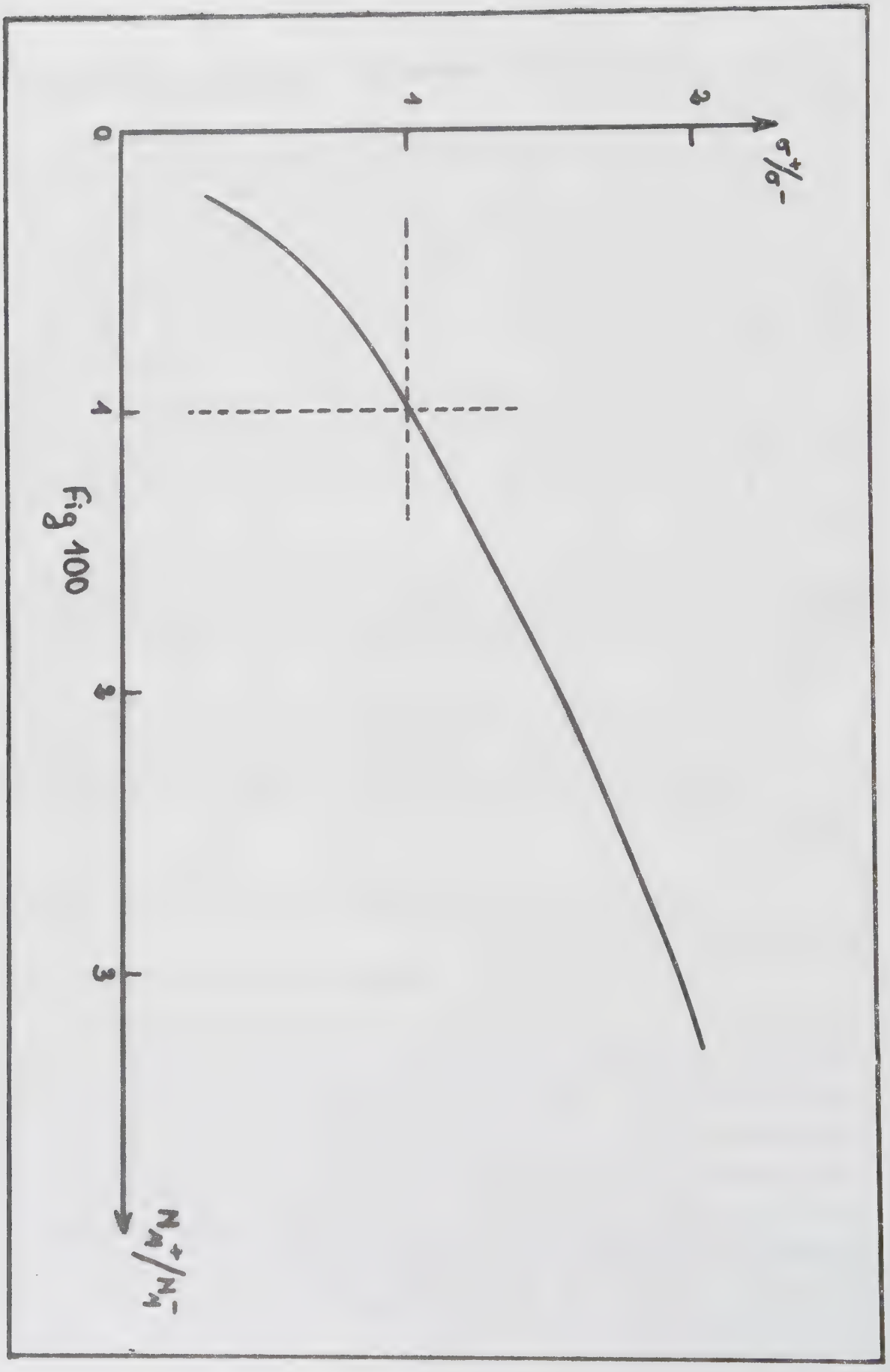


Fig 100

de l'étude des grandes gerbes. (chapitre IV-1). L'application de notre simulation à ce problème a révélé, au cours d'un premier calcul quelques particularités :

a) Il existe une énergie primaire seuil $E_{ps}(E_\mu)$ telle que si $E_p < E_{ps}(E_\mu)$, aucun muon d'énergie E_μ n'est créé.

b) Le nombre de muons $n(E_p)$ associé à l'arrivée d'un corpuscule d'énergie E_p augmente régulièrement avec E_p, l'énergie E_μ étant fixée.

c) Si l'énergie E_μ est élevée, la trajectoire du muon pour $E_p \geqslant E_{ps}$ est pratiquement confondue avec celle de la particule primaire.

d) Si le temps d'enregistrement est long (cas général des mesures d'intensité à haute énergie), le plus grand nombre des muons détectés est créé par des primaires dont l'énergie est très proche du seuil $E_{ps}(E_\mu)$. (Soit n le nombre de muons produits par un primaire d'énergie E_{ps} : un autre primaire d'énergie $E_p = 100\ E_{ps}$ produit près de 100 n muons, mais en raison de la décroissance très forte du spectre d'énergie, ce corpuscule primaire arrive 40 000 fois moins souvent que le premier et la contribution à l'intensité moyenne des muons est 1.10^2 fois plus faible pour les primaires de cette énergie que pour ceux qui possèdent l'énergie seuil).

e) Toujours en raison de la décroissance du spectre primaire, le plus grand nombre des muons détectés pendant une longue période provient essentiellement des pions créés dans l'interaction initiale. L'altitude moyenne à laquelle ils apparaissent correspond à une épaisseur de 200 g/cm^2 (12 Km environ).

f) L'intensité des muons peut être calculée en première approximation par l'intégrale :

$$I_o = \int_{E_{ps}}^{10^{21}\,eV} K\, n(E_p)\, E_p^{-(\gamma + 1)}\, dE_p$$

en tenant compte de la contribution de la première interaction seulement. En introduisant les cassures du spectre d'énergie primaire aux énergies E_1 et E_2, cette intégrale devient :

$$I_o = K\left(\int_{E_{ps}}^{E_1} n(E_p)E_p^{-(\Gamma_o+1)}dE_p + \int_{E_1}^{E_2} n(E_p)E_p^{-(\Gamma'+1)}dE_p + \int_{E_2}^{10^{21}eV} n(E_p)E_p^{-(\Gamma+1)}dE_p\right)$$

($dN = K\,E_p^{-(\Gamma+1)}dE_p$ représente le nombre de corpuscules primaires dont l'énergie est comprise entre E_p et $E_p + dE_p$). Comme ces intégrales sont très convergentes, il suffira de calculer la première d'entre elles si $100\,E_{ps} < E_1$. En visée inclinée, la fonction $n(E_p)$, toujours à E_μ constant augmente pour les angles les plus élevés (les pions ont plus de chances de se désintégrer car ils doivent parcourir des distances plus longues pour interagir) et décroît définitivement à l'horizontale.

La production de muons d'énergie E_μ à partir de la seconde interaction, puis de la 3ème exige des seuils en énergie primaire de plus en plus élevés, en raison du caractère inélastique des collisions et leur contribution, contrairement à ce qui se passe dans une grande gerbe, est parfaitement négligeable.

Nous avons établi entre l'énergie seuil et l'énergie E_μ, la relation (en GeV):

$$E_{ps} = 11{,}5\,(E_\mu)^{4/3}$$

ou

$$E_\mu = 0{,}16\,E_{ps}^{3/4}$$

(Cette relation provient de notre interaction où la multiplicité des pions créés est $\bar{M} = 3\,E_p^{1/4}$ et l'inélasticité $\bar{\eta} = 0{,}43$).

Le tableau ci-dessous donne quelques valeurs de E_{ps} en fonction de E_μ :

E_μ (GeV)	5	28	1 000	28 000
E_{ps} (eV)	10^{11}	10^{12}	$1{,}15.10^{14}$	10^{16}

L'observation sous terre, très controversée, d'une isotropie du rayonnement cosmique à haute énergie ($E_\mu > 1000$ GeV) par le groupe de l'Université d'Utah (126) (127) a suggéré l'existence d'un processus plus direct que celui qui a été déjà envisagé dans la production des muons : l'hypothèse d'une production directe des muons dans l'interaction, puis celle de sa production par l'intermédiaire d'un boson à courte durée de vie ont été émises.

La validité de ces processus est loin de faire l'unanimité à l'heure actuelle et une expérience simultanée de détection de grandes gerbes et de mesure d'intensités de muons de plus de 1000 GeV semblerait pouvoir mettre fin à cette polémique. Dans le cas de la production traditionnelle, l'énergie primaire seuil est $1,15.10^{14}$eV. Il est possible de détecter en montagne (à l'altitude du Pic du Midi par exemple) la grande gerbe associée qui possède plus de 50 000 particules. Dans le cas d'un processus de production plus économique en énergie, permettant au corpuscule primaire de transmettre une forte proportion de son énergie au muon (énergie seuil très peu supérieure à E_μ), il ne reste pas une énergie suffisante pour que la grande gerbe associée puisse se développer assez pour être détectée.

La mise en évidence d'une taille seuil de grande gerbe associée à chaque énergie E_μ ($E_\mu > 1000$GeV), même au prix de grandes difficultés expérimentales, se présente ainsi comme un moyen de confirmer ou d'infirmer les processus suggérés par l'effet d'Utah.

3 - Quarks et "coeurs" de grandes gerbes.

Depuis leur invention, il y a environ huit ans, les Quarks ont été recherchés très activement auprès des accélérateurs, dans la matière thermique et dans les rayons cosmiques. Il n'en est résulté aucune évidence de l'existence des quarks, sauf pour deux groupes qui auraient détecté dans des coeurs de grande gerbe respectivement 5 quarks et 1 quark en utilisant les techniques des chambres de Wilson à haute résolution (128) et celles des chambres à bulle (129). Ces résultats positifs ont été vivement contestés et il a été montré, en particulier, que l'influence des fluctuations avait été sous-estimée dans leur élaboration (130) (131) (132). Afin de faciliter l'interprétation ultérieure de ce

genre d'évènement, nous avons essayé de préciser la composition du "coeur" d'une grande gerbe en calculant les densités électroniques non plus à une distance $10^{-2} r_o$ de l'axe, mais jusqu'à une distance 100 fois plus faible. C'est pour des énergies primaires de 10^{15}eV et 10^{16}eV (l'énergie de la gerbe dans laquelle ont été identifiées en qualité des quarks les 5 particules de Sydney était de 4.10^{15}eV) que nous donnons, à titre d'exemple, la densité électronique en fonction de la distance à l'axe pour des électrons d'énergies supérieures à 0,5 GeV.

r/r_o	4.10^{-4}	10^{-3}	4.10^{-3}	6.10^{-3}
$r_o^2 . \Delta_e(E_p=10^{15}eV)$	$9,76.10^6$	$3,21.10^6$	$6,5.10^5$	$3,1.10^5$
$r_o^2 \Delta_e(E_p=10^{17}eV)$	$1,59.10^8$	$5,32.10^7$	$1,12.10^7$	$5,35.10^6$

Nous avons vérifié que, par le jeu des fluctuations du type I, ces densités peuvent être multipliées par un facteur qui peut atteindre 20. (soit 3 électrons de 0,5 GeV/cm^2 à 3 cm de l'axe pour un primaire de 10^{17} eV)

4 - Espérance de détection d'évènements de haute énergie.

Nous avons évalué l'aire S couverte par le front d'une grande gerbe au niveau de la mer, avec une densité de particules ionisantes supérieure à 1 particule/m^2 en fonction de l'énergie de la particule primaire.

Le tableau ci-dessous et la courbe de la figure 101 révèlent une amplification sur les aires considérable.

E_p(eV)	10^{14}eV	10^{15}eV	10^{16}eV	10^{17}	10^{18}	10^{19}	10^{20}
S(km^2)	$3,25.10^{-7}$	0,0452	0,185	1,04	4,35	2,05	84

L'aire sur laquelle une grande gerbe peut être détectée croît pour $E_p \geqslant 10^{15}$eV comme $S = 1,04 \left(\frac{E_p}{10^{17}}\right)^{0,64}$.

L'efficacité maximale d'une installation destinée à détecter des primaires d'une énergie E_p est atteinte lorsque le réseau des scintillateurs couvre une superficie égale ou supérieure à S. L'installation peut être "accordée" à une énergie donnée et son extension doit être prévue en fonction de la relation ci-dessus. Sa forme pourrait être celle d'un hexagone inscrit dans une corde d'aire S, de rayon $r = \sqrt{\frac{S}{\pi}}$, la maille du réseau étant par exemple un triangle équilatéral dont chaque sommet serait balisé par un scintillateur (d'au moins 1 m^2), de côté égal à $\frac{r}{2}$ au plus. Un ensemble de 13 scintillateurs permet ainsi en augmentant les dimensions de la maille de détecter tous les évènements d'énergie supérieure ou égale à $E_p(S)$. (Le côté du triangle pourrait atteindre 2,5 Km vers 10^{20}eV, mais n'excèderait guère 100 m pour des gerbes de 10^{16}eV). C'est ainsi qu'on peut s'attendre à ce qu'une installation "accordée" disséminée sur une aire $S' = 10\ Km^2$ (d'environ 25 scintillateurs, le nombre de ces derniers augmentant comme S'/S) enregistre un évènement de 10^{16}eV. Toutes les 30secondes. Comme un rythme de détection plus faible est acceptable aux énergies inférieures à 10^{18}eV, il est possible d'utiliser des installations plus concentrées avec des scintillateurs enregistrant des densités plus élevées, jusqu'à 5 particules/m^2 par exemple (donc de surfaces individuelles plus faibles) aux dépens de la statistique. En revanche, l'accord doit être respecté, autant que possible, aux énergies supérieures, la détection à partir de la scintillation de l'atmosphère étant seule susceptible de fournir un jour une statistique plus abondante.

5 - L'analyse des gerbes individuelles.

Un certain nombre de critères simples applicables dès l'enregistrement permettent de classer les grandes gerbes dans des catégories correspondant aux fluctuations subies. Cette analyse peut être menée aussi bien dans la logique de la compréhension ou la logique de l'extension. Nous avons adopté cette dernière en réalisant une partition de $\mathcal{E}$ ensemble des grandes gerbes de même taille N_e, en 5 parties disjointes, A_1, A_2, A_3, A_4.

— A_1 : gerbes très riches en muons telles que

$$N_\mu / N_e > (N_\mu/N_e)_{max}$$

— A_2 : gerbes riches en muons telles que

$$(N_\mu/N_e)_1 \leqslant N_\mu/N_e \leqslant (N_\mu/N_e)_{max} \quad \text{et}$$
$$\delta_{r_1,r_2} > \delta_o$$

— A_3 : gerbes riches en muons telles que

$$(N_\mu/N_e) \leqslant N_\mu/N_e \leqslant (N_\mu/N_e)_{max} \quad \text{et}$$
$$\delta_{r_1,r_2} < \delta_o$$

— A_4 : gerbes telles que

$$N_\mu/N_e \leqslant (N_\mu/N_e)_1 \quad \text{et}$$
$$\delta_o \leqslant \delta_{r_1,r_2} \leqslant 2{,}1\ \delta_o$$

— A_5 : gerbes telles que

$$N_\mu/N_e < (N_\mu/N_e)_1 \quad \text{et}$$
$$\delta_{r_1,r_2} > 2{,}1\ \delta_o$$

Dès qu'une grande gerbe est classée dans une des catégories ci-dessus, il est possible de déterminer l'énergie et la nature du corpuscule primaire, ainsi que de reconstituer toute l'histoire de la gerbe (chapitre IV). Une analyse complète peut même être réalisée "on line" après détermination de N_e, N_μ, et δ_{r_1, r_2}.

La classification passe par deux "tests" successifs, effectués, le premier sur l'abondance des muons, le second sur les densités électroniques aux distances r_1 et r_2 de l'axe.

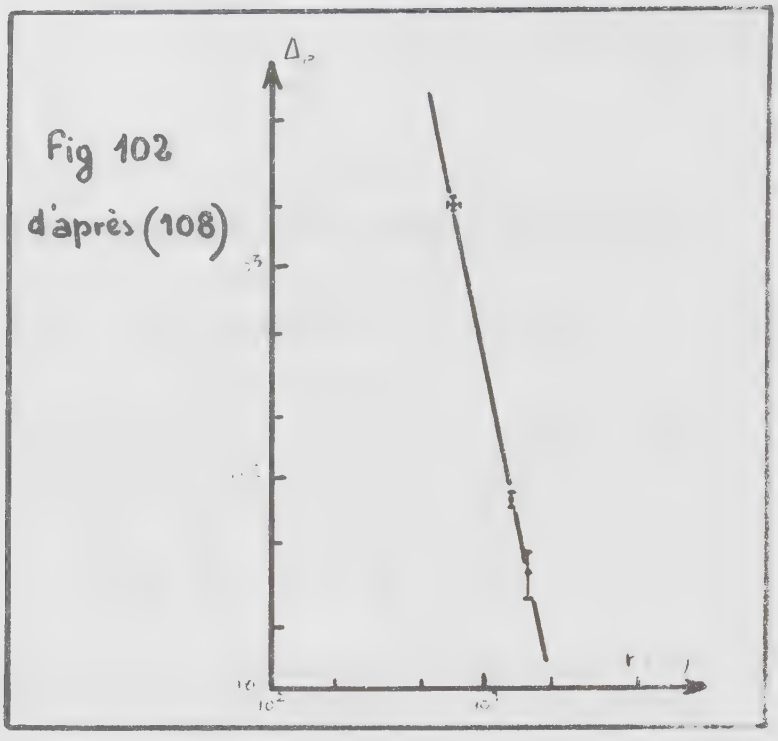


Fig 102
d'après (108)

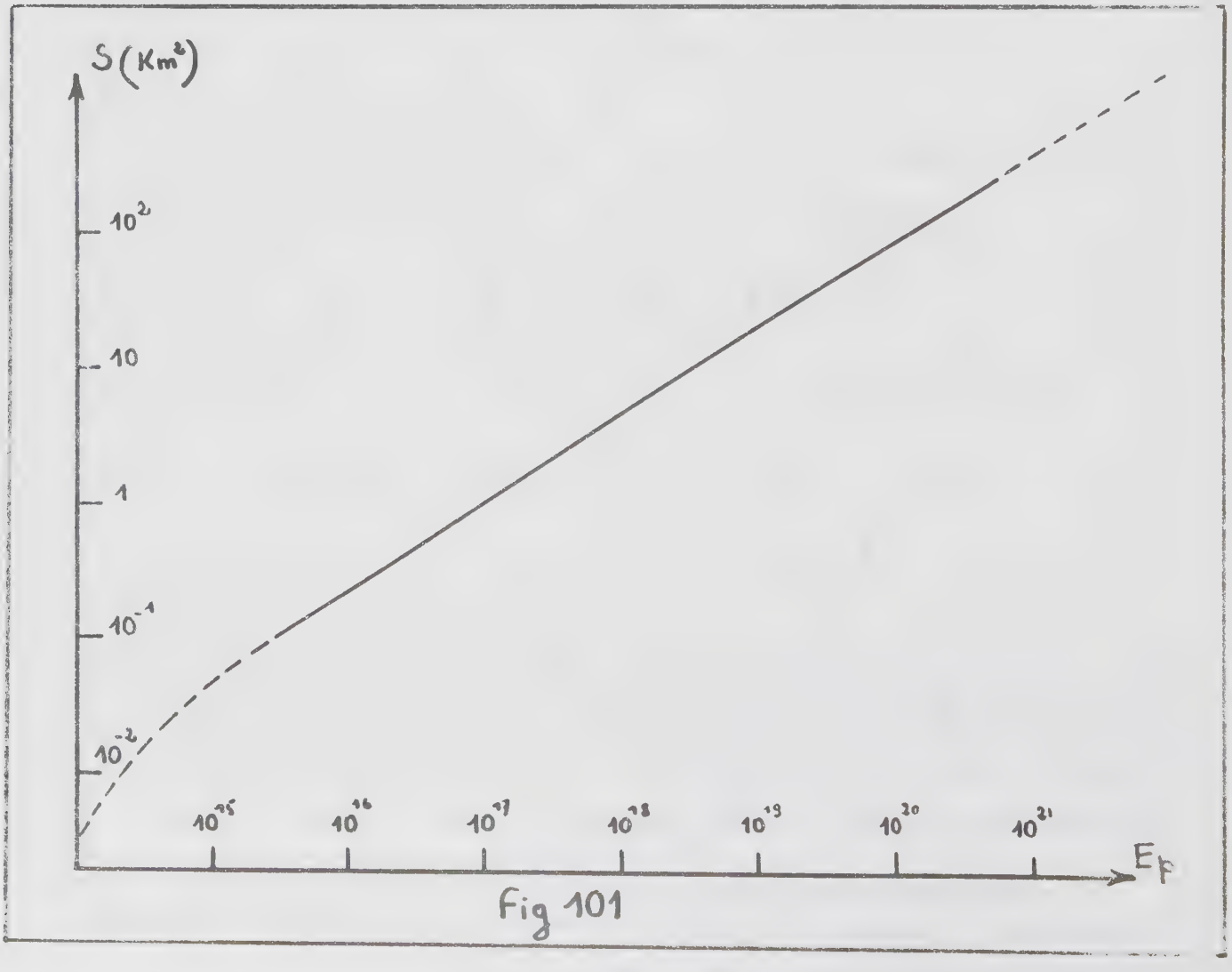


Fig 101

Si $10^4 \leqslant N_e \leqslant 10^6$, il y aura lieu de choisir pour ce dernier "test" r_1 = 3 m et r_2 = 80 m par exemple, avec δ_o = 88 pour $10^6 \leqslant N_e \leqslant 10^8$, les valeurs r_1 = 8 m et r_2 = 160 m seront préférables avec δ_o = 268, ainsi que pour les gerbes de taille supérieure à 10^8 particules les valeurs r_1 = 32 m et r_2 = 320 m avec δ_o = 324.

La détermination de la profondeur du maximum T_{max} peut être réalisée également à partir d'un seul critère portant sur la distribution latérale électronique : Pour des gerbes de tailles comprises entre 10^4 et 10^6 particules, le maximum sera atteint à une altitude T_{max} telle que $\delta_{3,80}$ = 220 . Des gerbes de 10^6 à 10^8 particules seront à leur maximum si $\delta_{8,80}$ = 75, tandis que des gerbes de plus de 10^8 particules seront à leur maximum si $\delta_{32,320}$ = 550 .

6 - L'évènement le plus énergique enregistré (4.10^{21} eV).

Il y a près de 10 ans qu'a été détectée la première gerbe engendrée par une particule dont l'énergie a été estimée supérieure à 10^{20} eV. (2). L'enregistrement à Tokyo, le 10 Novembre 1970, d'une gerbe contenant environ 40 fois plus de particules que la précédente (108) a confirmé l'aptitude des particules du rayonnement cosmique a véhiculer individuellement des énergies de plusieurs centaines de milliards de GeV. Afin d'estimer le plus exactement possible cette énergie, nous avons tenté d'interpréter cet évènement à l'aide de notre méthode de simulation qui nous avait permis de calculer quelques centaines de gerbes associées à des énergies comprises entre 10^{20} eV et 10^{22} eV.

Outre la position de l'axe, les informations expérimentales suivantes ont été acquises :

densité des muons d'énergie supérieure à 1,5 GeV, $\Delta\mu$ = 86,3 ± 10/m^2, densité des muons d'énergie supérieure à 5 GeV ; $\Delta\mu$ = 27,4 ±5,5/m^2 mesurées dans les deux cas à 700 mètres de l'axe.

Les densités totales des particules ionisantes ont été mesurées à 3 distances de l'axe, 700 m, 1250 m et 1 500 m.

L'ordre de grandeur de ces densités (2 050 particules/m^2 à 700 mètres de l'axe) permet de situer l'énergie du corpuscule primaire

entre 2.10^{20}eV et 5.10^{22}eV.

Nous avons vérifié que pour ces énergies, à ces distances de l'axe, la densité des muons pouvait être négligée par rapport à celle des électrons. Les trois densités enregistrées par les scintillateurs non recouverts sont donc bien des densités électroniques. Entre 700 m et 1 500 m, ces densités décroissent suivant la relation $\Delta_e = Kr^{-\alpha}$ avec $\alpha = 4{,}65$.

Une première comparaison avec des gerbes engendrées dans les conditions habituelles (interaction initiale après un libre parcours moyen dans l'atmosphère et type moyen d'interaction défini avant 10^{17} eV) permet d'associer à la densité lue sur la courbe expérimentale (fig. 102) pour $r = 10\ r_o$ (790 mètres), $r_o^2\ \Delta_{e\ exp} = 7{,}33.10^6$, la taille $N_e = 2.10^{11}$ particules (fig. 103, courbe en pointillé).

La correspondance taille-énergie moyenne calculée (fig. 104 courbe en pointillé) montre que l'énergie primaire est égale dans ces conditions à 4.10^{20}eV.

Comme nous disposons des distributions latérales des muons calculées pour toutes les énergies, nous pouvons vérifier si la densité des muons calculée à 700 m de l'axe dans la même grande gerbe est compatible avec la valeur expérimentale. La densité calculée de 83 muons/m^2 (fig 105, courbe tracée pour $t_o = 90$ g/cm^2) est bien très proche de la valeur enregistrée.

Le calcul de la distribution latérale électronique complète montre qu'à grande distance de l'axe la densité électronique décroît bien comme $\Delta_e = Kr^{-\alpha}$, mais que la valeur calculée de α est de l'ordre de 3,6 (pour $E_p = 2.10^{20}$eV) et que cette valeur ne change pas si l'on choisit d'autres combinaisons de paramètres de l'interaction nucléaire ou en cas de fluctuation du type II. Devant une différence si importante avec la valeur expérimentale de α, nous avons entrepris un calcul approfondi qui a révélé que cet exposant augmente avec le niveau t_o de l'interaction initiale et l'énergie primaire. La variation de $\alpha = f(E_p)$ est représentée sur la figure 106 pour $t_o = 90, 360, 450$ g/cm^2.

Toutes les comparaisons faites à partir de couples $(t_o, \Delta_{e\ exp})$ se sont soldées par des contradictions (pour une valeur fixée t_o,

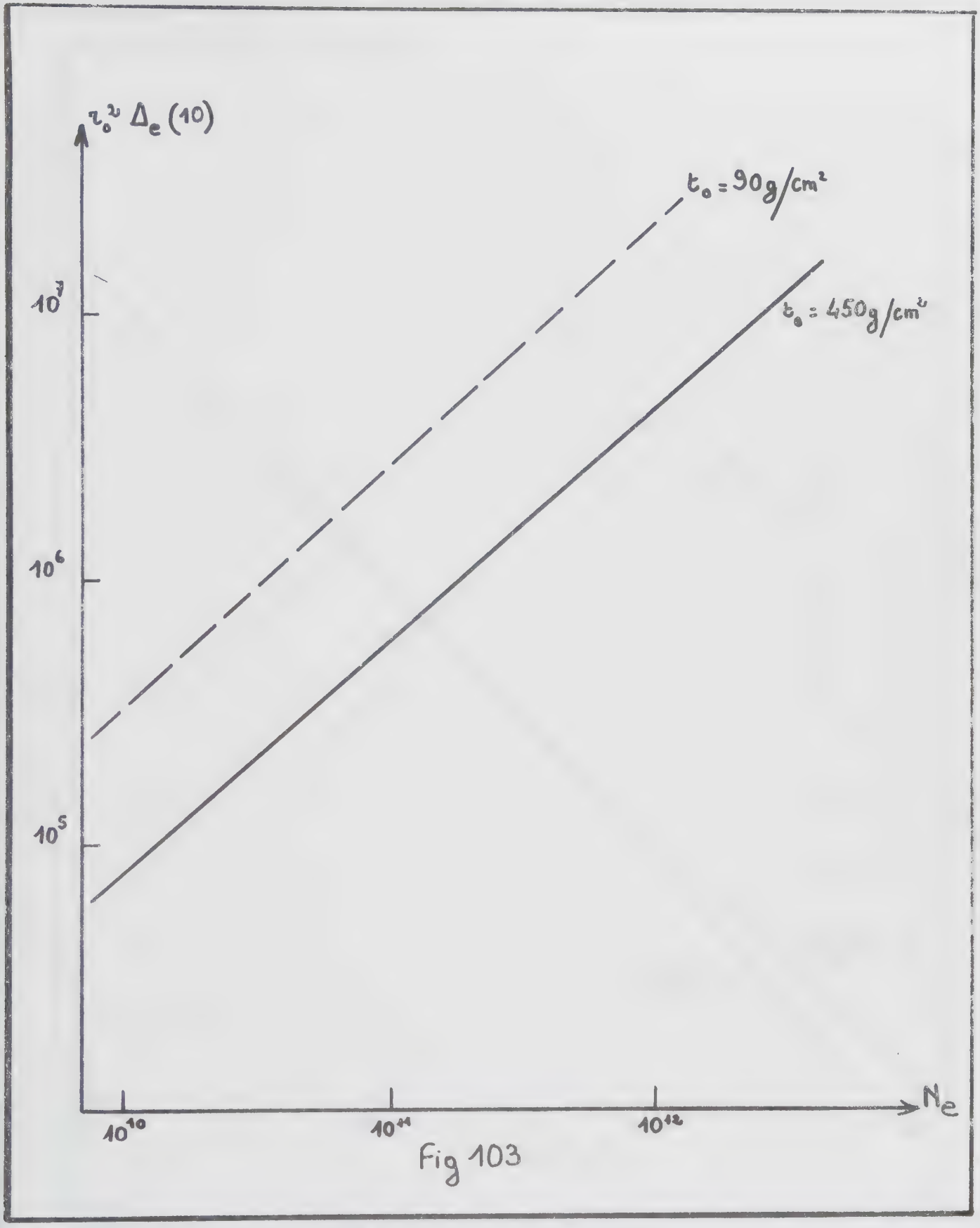

$r_0^2 \Delta_e(10)$
$t_0 = 90 g/cm^2$
$t_0 = 450 g/cm^2$
10^7
10^6
10^5
10^{10}
10^{11}
10^{12}
N_e

Fig 103

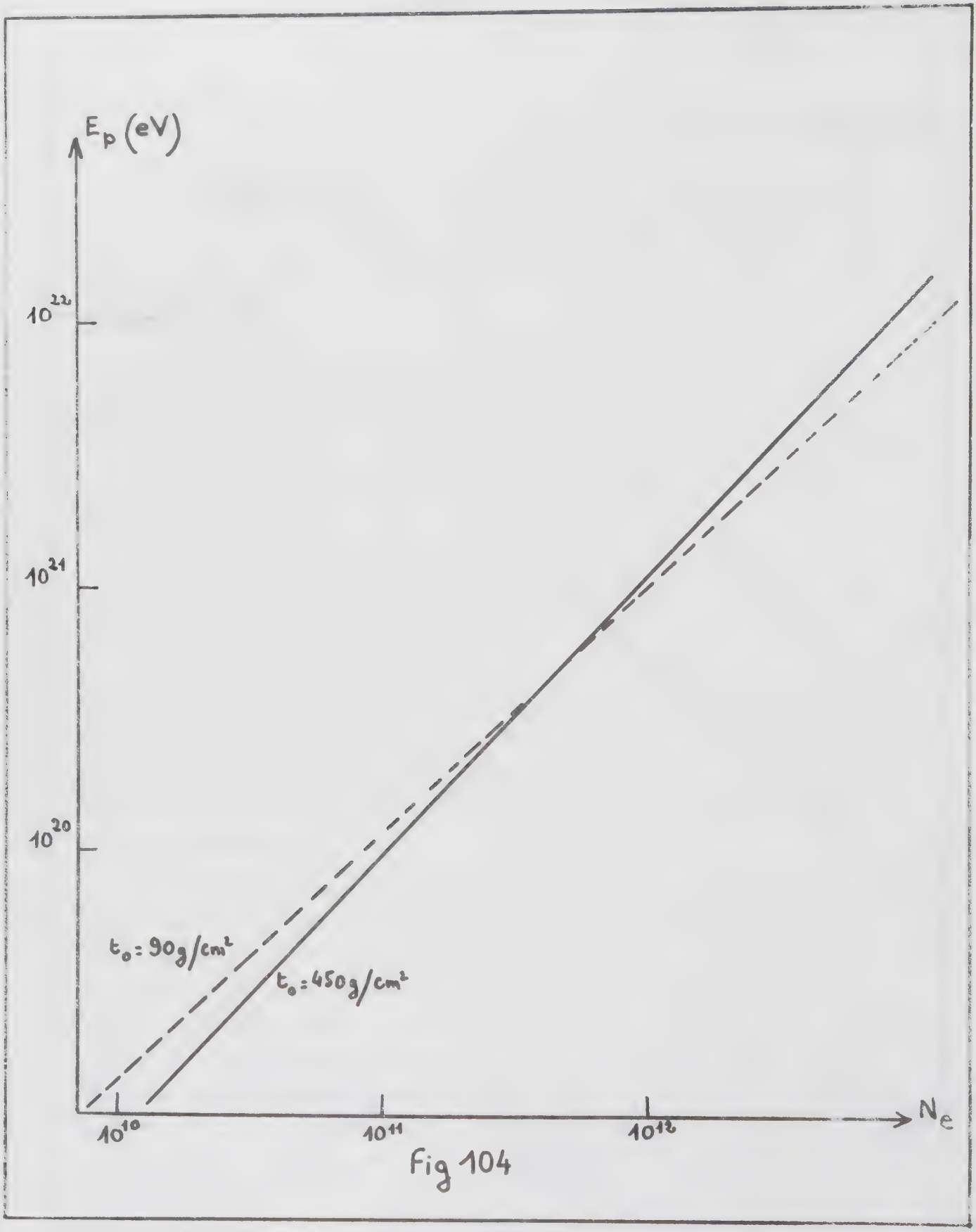


Fig 104

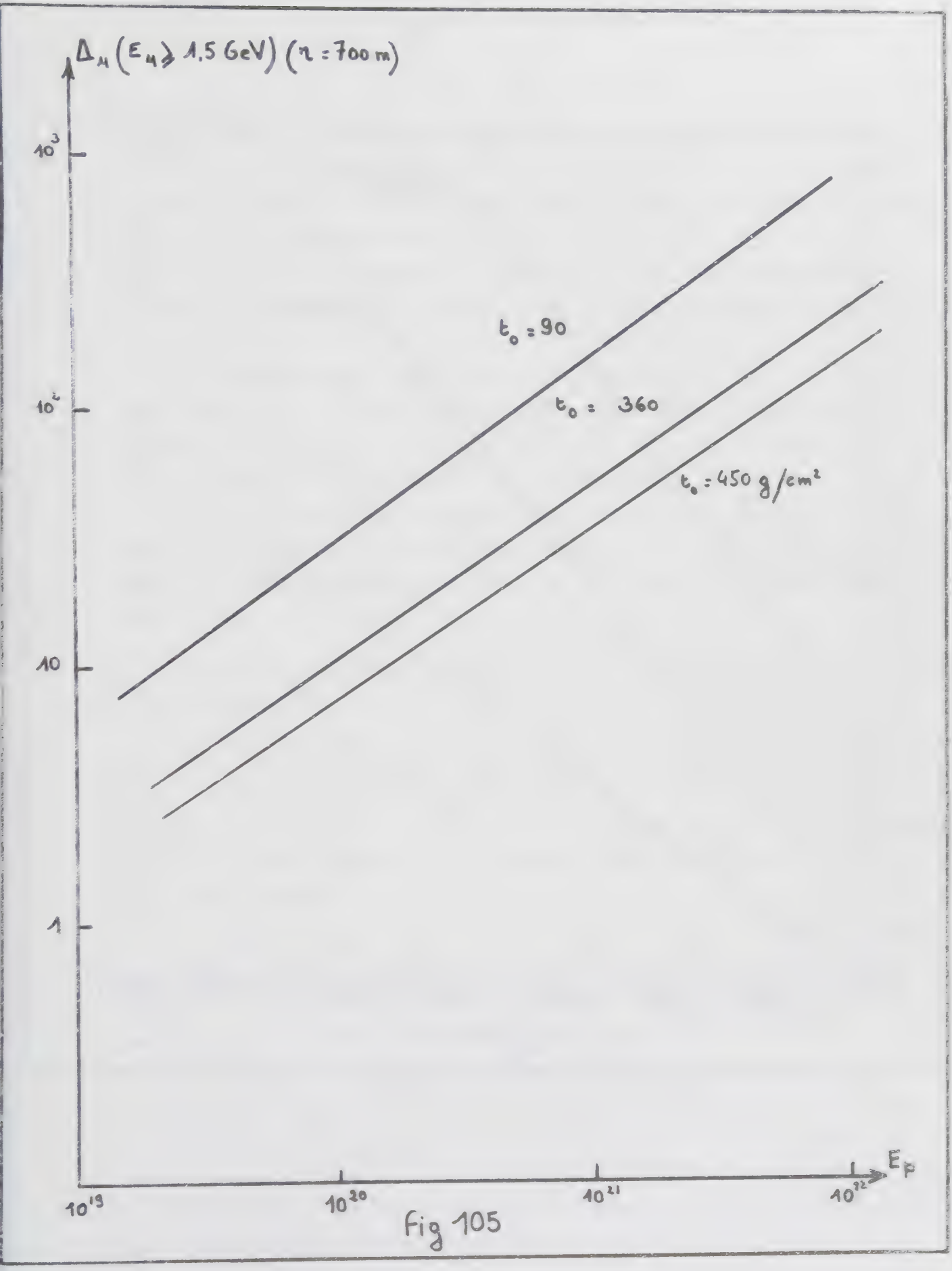

$\Delta_\mu (E_\mu \geq 1.5\ GeV)\ (r = 700\ m)$
10^3
10^2
10
1
$t_0 = 90$
$t_0 = 360$
$t_0 = 450\ g/cm^2$
10^{19}
10^{20}
10^{21}
10^{22}
E_p

Fig 105

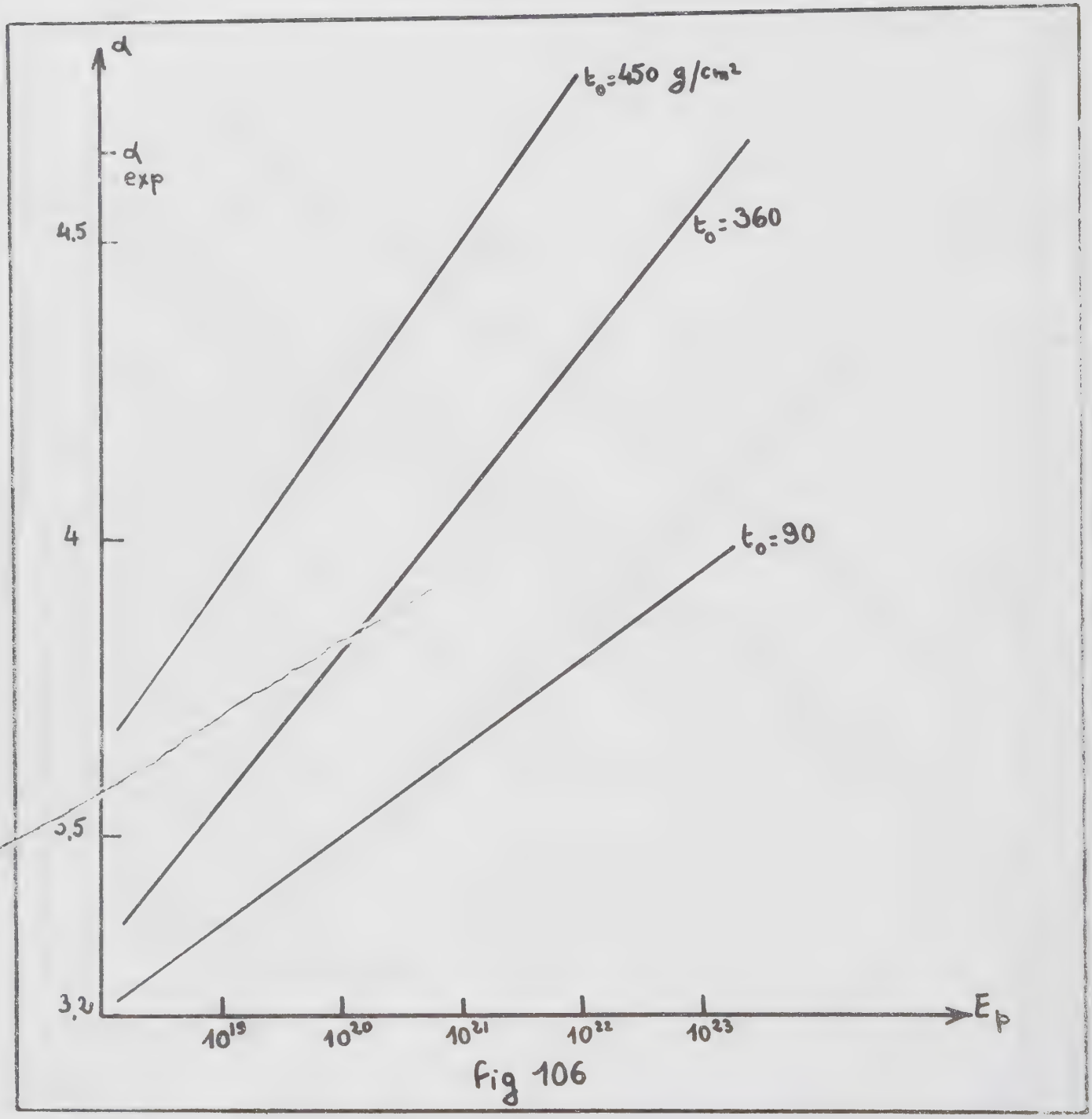

α
t_0=450 g/cm²
α exp
4.5
t_0=360
4
t_0=90
3.5
3.2
10^{19}
10^{20}
10^{21}
10^{22}
10^{23}
E_p

Fig 106

impossibilité d'obtenir une valeur de α et une valeur de Δ_e compatibles avec l'expérience quelque soit E_p) sauf pour $t_o = 450$ g/cm^2. t_o est, en quelque sorte déterminé biunivoquement par le couple (α, $\Delta_{e\,exp}$). A $\Delta_{e\,exp}$ est associé pour $t_o = 450$ g/cm^2, la taille $N_e = 1{,}8.10^{12}$ particules (fig.103 courbe en trait plein). La correspondance taille-énergie est une bijection (quand t_o est connu) et l'énergie primaire E_p du corpuscule primaire est $4{,}1.10^{21}$eV(fig.104)

La densité des muons d'énergie supérieure à 1,5 GeV a été calculée à 700 m de l'axe dans des gerbes ayant subi une fluctuation du type I telle que $t_o = 450$ g/cm^2(fig.105) et la coïncidence de la valeur associée à $E_p = 4{,}1.10^{21}$eV est parfaite.

Nous n'avons pas calculé la densité des muons de plus de 5 GeV dans cette gerbe, mais le spectre d'énergie en E_μ obtenu pour des gerbes d'énergie inférieure (10^{18}eV - 10^{19}eV) permet de prédire encore un bon accord.

L'auteur de cette grande gerbe, pour avoir pu traverser 450 g/cm^2 d'atmosphère sans interagir nous parait très probablement ne pas être un noyau lourd, mais un nucléon ou un antinucléon. Comme cette gerbe est une gerbe jeune, les données expérimentales n'autorisent pas l'élimination de l'un de ces deux derniers candidats, faute de mesures à des distances plus proches de l'axe. Il faut ajouter que ces valeurs ne démontrent aucune évidence d'un changement dans l'interaction définie à plus basse énergie.

Gerbe "jeune", cette gerbe échappe à la règle du vieillissement des grandes gerbes suggérée à partir de 10^{18} eV, mais un comportement moyen de ce genre ne saurait être nullement infirmé par un seul évènement qui s'explique très bien par une fluctuation du type I.

L'examen de ce phénomène remarquable souligne la nécessité d'une analyse comparée de tous les évènements enregistrés à partir de 10^{19} eV : la multiplication des nouvelles installations de grande surface (Iakoutsk, Sydney,...) susceptibles de battre à brève échéance le record du groupe de Tokyo accentue l'intérêt d'un tel travail facilement réalisable par notre méthode de simulation, où le temps de ca

d'une grande gerbe n'augmente pas avec le nombre d'interactions (à l'inverse des méthodes de Monte-Carlo qui voient leur statistique décroître considérablement à ces énergies).

En raison de ces aptitudes, la méthode de simulation exposée se présente comme un instrument tout indiqué pour exploiter dès maintenant les données des grandes gerbes en Physique des énergies ultimes.

CONCLUSION

Une grande facilité d'adaptation à toutes les énergies de corpuscules primaires de quelques centaines de GeV à plus de 10^{21} eV, une restitution complète dans un temps très réduit, quelles que soient les conditions de création et de détection, de l'ensemble des propriétés observables d'une grande gerbe et une généralité presque absolue semblent les principales qualités intrinsèques de la méthode de simulation qui vient d'être exposée.

—— L'exploitation intensive de cette méthode sans tenir compte, à priori, d'une théorie des interactions fortes ou d'une extrapolation des résultats des accélérateurs apporte une réponse positive quant à une interprétation éventuelle des propriétés des grandes gerbes susceptible d'élargir d'un seul coup le champ d'investigation de la Physique des Hautes Energies de quelques centaines de GeV à quelques centaines de milliards de GeV : elle montre en effet l'existence de corrélations précises entre les paramètres qui décrivent en termes généraux les interactions nucléaires de haute énergie et les caractéristiques des grandes gerbes, de véritables méthodes de détermination des valeurs de chaque paramètre étant tirées d'une étude approfondie de ces corrélations.

L'un des résultats les plus remarquables de l'application de ces méthodes à la compilation des enregistrements réalisés ces dernières années est la révélation de la stabilité des interactions fortes confirmée par la validité des théorèmes et principes fondamentaux de la physique des hautes énergies dans un domaine d'énergie qui recouvre l'intervalle 10^{14} eV-3.10^{17} eV :

> Avant 10^{14} eV (énergie primaire associée au commencement de la détection des grandes gerbes au niveau de la mer), tous les paramètres de l'interaction paraissent avoir atteint leurs valeurs asymptotiques. Leurs valeurs moyennes restent constantes jusqu'à 3.10^{17} eV, au moins, et probablement jusqu'à 10^{18} eV. Dans cette région l'inélasticité est $\bar{\eta} = 0{,}43 \pm 0{,}025$ la section efficace totale d'interaction inélastique étant :
>
> $\bar{\sigma}_{p\text{ - air}} = 280 \pm 20$ mb ($\overline{\lambda_i} = 86 \pm 5$ g/cm^2).

La distribution moyenne des impulsions transverses des particules secondaires est donnée par la relation :

$$N(p_t)\, dp_t = p_t/p_o^2 \cdot \exp(-p_t/p_o)\, dp_t \cdot$$

L'impulsion transverse moyenne est également indépendante de l'énergie :

$$p_t = 2p_o = 0{,}42 \pm 0{,}04 \text{GeV/c}.$$

La loi de multiplicité des particules secondaires créées est $M = B\, E_0^{0{,}25}$ (E_o énergie de la particule incidente) avec $B = 3 \pm 0{,}2$.

D'autres méthodes sont suggérées pour accéder, non plus aux valeurs moyennes, mais aux valeurs singulières des paramètres et à leur loi de distribution pour une énergie donnée, loi qui peut être riche en enseignements quant à la structure intime du nucléon ou du noyau et à certains processus internes de l'interaction.

—— Le déchiffrement du spectre d'énergie primaire intégral au-dessus de 10^{14}eV est facilité par les méthodes d'accès à l'énergie du corpuscule primaire qui a donné naissance à une grande gerbe. Divers critères sont proposés en même temps pour identifier ce corpuscule primaire. La simulation montre qu'il existe des risques de confusion sérieux entre les gerbes engendrées par des noyaux lourds et les gerbes issues de protons soumises à des fluctuations ; des séquences de "tests" pour éviter cette confusion sont avancées.

La comparaison avec les résultats expérimentaux montre qu'il n'y a aucune évidence d'une présence exclusive de noyaux lourds primaires entre 10^{15}eV et 10^{18}eV, ce qui est peu favorable à l'hypothèse de l'élimination successive de la Galaxie par sélection magnétique de particules de plus en plus lourdes, le confinement perdant son efficacité avec l'augmentation d'énergie.

—— Au delà de 10^{18}eV, des expériences récentes ont enregistré un "vieillissement" des grandes gerbes quelque peu paradoxal. Comme la statistique est encore faible, cette circonstance doit être accueillie avec quelques réserves, mais en cas de confirmation, elle exige diverses hypothèses :

Il faudrait ainsi à ces énergies, soit mettre en question la structure interne du nucléon et sa cohésion, soit envisager divers accidents du nucléon incident dans la matière nucléaire du noyau cible de sorte que la réaction soit totalement inélastique, soit considérer qu'aux énergies supérieures à 10^{18} eV, la composante primaire du rayonnement cosmique d'origine extragalactique est constituée exclusivement d'antinucléons avec toutes les conséquences que cela implique pour l'Astrophysique.

L'évènement le plus énergique enregistré est de $4{,}1.10^{21}$ eV. Il ne se conforme pas à la règle suggérée du "vieillissement" (que son unicité ne peut néanmoins infirmer) et le porteur de cette énergie considérable n'est très probablement pas un noyau, mais un nucléon ou un antinucléon.

—— L'interprétation, à titre d'exemple, de l'expérience allemande réalisée avec les installations de Kiel et du Pic du Midi nous a permis, entre autres, de vérifier les prédictions faites sur l'influence des fluctuations et de mesurer par une méthode originale l'exposant Γ de décroissance du spectre d'énergie intégral : la statistique acquise a conduit à la valeur $\Gamma = 1{,}68$ pour les énergies inférieures à 10^{15} eV.

De la multitude des applications possibles de la méthode de simulation (qui peuvent intéresser des disciplines aussi éloignées de la Physique que la Biologie), celles qui concernent le contrôle de la contamination par l'effet des Rayons Cosmiques des résultats observés auprés des accélérateurs ou l'orientation vers une étude globale d'interaction par l'intermédiaire de gerbes horizontales produites dans l'air ou dans l'eau à partir d'un faisceau de 300 GeV méritent d'être soulignées.

L'avenir de la méthode de simulation parait assuré en Physique des Energies Ultimes, compte tenu du succés rencontré dans l'interprétation de l'évènement de $4{,}1.10^{21}$ eV ; son intérêt présent réside dans la possibilité d'obtenir avec une statistique correcte, grâce à l'amplification sur les aires propres aux grandes gerbes, des informations

précises et peu coûteuses en Physique des Hautes Energies, susceptibles d'être utilisées pour mesurer la validité des théories des interactions fortes de 10^{13} eV à 10^{22} eV, en facilitant simultanément l'interprétation du spectre d'énergie du rayonnement cosmique aux énergies ultimes, interprétation fondamentale en Astrophysique.

BIBLIOGRAPHIE

(1) P. AUGER, R. MAZE et T. GRIVET MEYER.
. C.R. Acad. Sci. Paris, 207, 907, 1938.

(2) J. LINSLEY. Phys. Rev. Lett. 10, 146, (1963).

(2') COCONNI. G. Handbuch der Physik, 1961, 1

(3) H.S. SNYDER, Phys. Rev. 76, 1949, p.15 et 63.

(4) K. GREISEN, Progress in Cosmic Rays Physics, North Holland Publishing Co, Amsterdam, 1956, p 17 et 27.

(6) J. DUPUY, A. CACHON et J.N. CAPDEVIELLE, C.R. Acad. Sc. Paris, t. 270, p 118 et 121, 5 janvier 1971.

(7) A.W. WOLFENDALE, cosmic rays, 1963, George newnes limited, London.

(8) J. N CAPDEVIELLE, thèse 3è cycle, 1969 p 4-25.

(9) M. MIESOWICZ, proceedings of the 11th ICCR, Budapest, 69, 1 p. 491.

(10) M. KOSHIBA, " " " " " , Calgary, 67, 1 p.

(11) R. ADAIR, Phys. rev. 1968, 172, 1370.

(12) CHAN, LOSKIEWICZ et ALLISON, proc. of the 11th ICCR, Budapest, 69, 1 p. 188.

(13) E. M. FRIEDLANDER, Prodeedings of the 11th ICCR, Budapest, 69, 1, p. 449.

(14) J. TRÜMPER, " " " " " , " " " p. 498.

(15) B. PETERS, proc. Moscow cosmic rays conférence, III, 1960, p. 157. 166.

(16) J.R. WAYLAND, astrophysics and space science 9 (1970) 492.498.

(17) Proceedings of the Moscow cosmic rays conférence, II 1960.

(18) PAGES J.P. contribution à l'étude du développement longitudinal des grandes gerbes 1966, Pau.

(19) A. UEDA et M. OGITA, progress of theoritical physics 18,269, 1957.

(20) BABAIAN K.H et al. 1963, proc. ins. conf. cosmic rays, 5,51.

(21) J.N. CAPDEVIELLE, thèse de 3è cycle, 1969, Toulouse, p. 137-141.

(22) COCONNI, L.G. KOESTER et D.H. PERKINS, lawrence radiation laboratory U.C.I.D. 1961, p 144.

(23) P.L. JAIN, J. GLAHE, R. RINALDO, nuovo cimento, 32 n° 4, 1964 p 873

(24) P.L. JAIN and R.K. SHIVPURI, nuovo cimento, 70, n°4, p 646.

(25) H.H. ALY, M.F. KAPLON et M.L. SHEN, nuovo cimento, 32, n°4, 1964, p 905.

(26) A. CACHON, J.N. CAPDEVIELLE et J. DUPUY, C.R. Acad.des Sc. 268, série B, 1969, p. 193 - PARIS.

(27) J.N. CAPDEVIELLE, J. DUPUY, A. CACHON - C.R. Ac. des Sc. Paris - 270 p.294-297, série B, 1970.

(28) J. DUPUY, J. N. CAPDEVIELLE et A. CACHON, Proceeding of the 11th I I.C.C.R. BUDAPEST 1969. 3, 608.

(29) J. DUPUY, A. CACHON, J.N. CAPDEVIELLE. C.R. Ac. Sc. Paris 1970. 270 série B. p.118-121.

(30) K.GREISEN, annual review of nuclear science, 10, 1960, 72,73.

(31) R.M. TENNENT, Proc. Conf. Cosmic Rays, Calgary 2, 1968, p.2.

(32) S. MIYAKE et al, Proc. Conf. Cosmic Rays, Calgary 2, 1968, p.17 .

(33) EARNSHAW et al, Proc. Conf. Cosmic Rays, Calgary 2, 1968, p.123.

(34) EARNSHAW et al, proc. Phys. soc. 90, 1966, p.91.

(35) K. GREISEN, ann. rev. of sc. 10, 1960,78.

(36) G. CLARK et AI, Nuevo Cimento, 8 Suppl. 2, 1958, 623-52.

(37) H.R. ALLAN et AI, Proc. Conf. Cosmic Rays, Calgary, 2, 1968, p.98.

(38) O.I. DOVZHENKO, dissertation, Moscow State University 1960.

(39) YU. N. VAVILOV et AI. Proc. (Trady) of the P.N. Lebedev Physics Institute, 26 NEW YORK 1965 p.44.

(40) E. BOHM et al, proc. conf. cosmic rays, BUDAPEST 3 1970 p.491.

(41) MURTHY et al, proc? conf. cosmic rays, Calgary 2, 1968, p. 149.

(42) A. CACHON, J.N. CAPDEVIELLE et J. DUPUY, C.R. Acad. Paris 1970, série B t. 270 p.234-237.

(43) G. CLARK, H. BRADT et M. LA POINTE, proc. conf. cosmic rays JAIPUR, 4, 63, p.69.

(44) FUKUI, HASEGAWA et al. suppl. of the progress of the théoretical Physics, n°16, ky 050, 1960, p. 40.

(45) K. KAMATA et al. proc. conf. cosmic rays, Juipus 4, 1963, p.216.

(46) K. GREISEN, annual review of science, 10, 1960, p.71 et 85.

(47) H.R. ALLAN et al. proc. conf. cosmic rays, Calgary, 1968, 2, 98.

(48) E. BOHM et al, proc. conf. cosmic rays BUDAPEST, 1970, 3, 490.

(49) J.N. CAPDEVIELLE et al. Interamerican seminar on cosmic rays, E.A.S. simulation La Paz, July 70.

(50) A. CACHON, J.N. CAPDEVIELLE et J. DUPUY. C.R. Ac. Sc. Paris, 272, série B, 1971, p.445.

(51) G. BROOKE et al, 1964, proc. phys. soc. 83, 853-69.

(52) J.H. NOON et al. phys. rev. 97, 769 (1955).

(53) W.R. WEBBER et al, nuevo cimento 4, 1285 (1956).

(54) K.BOCKMANN et al. nuevo cimento 4, 954 (1966).

(55) T. FERBEL et al. nuevo cimento 1, 12, 19 (1965).

(57) C.P. WANG; proc. conf. cosmic rays, Budapest, 1970, 3, 247.

(58) A. BETTINI et al. nuevo cimento, 3, 642 (1967)

(59) V.S. BEREZINSKI, G.T. ZATSEPIN, phys. letters, 28B, 423 (1969)

(60) J. DUPUY, A. CACHON, J.N. CAPDEVIELLE. C.R. Ac. Sc. Paris, 270 série B 1971, 1636.

(61) K. GREISEN. Ann. rev. of nucl. Sc. 10, 1960, p. 71-74.

(62) J.D. HOLLOWS et al. proc. phys. soc. gen. phys. C.B. 1969, 2, 5, p. 591-604.

(63) N.M. KALMYKOV, G.B. KRISTIANSEN. Ya A. FOMIN. proc.of the 12th conf. on hobart 1972, VI p.2076.

(64) T.P. AMINEVA et al. ac. Nauk SSSR, ser. fiz. 33, 1508 (1969).

(65) J.N. VERNON et al. canadian journal of phys. 46, 5197, 1968.

(66) G. CLARK, proc I.C.C.R. in London 2, 29, 1966.

(67) P.K.F. GRIEDER. proc. 12th conf. on cosmic rays, hobart 1972, 3 972.

(68) J.C. EARNSHAW et al. proc. phys. soc. 1967, 9D, p.107.

(69) G. CLARK et al. nuevo cimento, 8, suppl. 2, 623-52, 1958.

(70) K. GREISEN. ann. rev. of nucl. Sc. 10, 1960, p. 77-81.

(71) K.L. EIDUS et al. J, exp. theor. phys. 22, 440, 1952.

(72) W. KRAUSHAAR, nuevo cimento, 8, 631 (1957)

(73) G.B. KRISTIANSEN, proc. Oxford conference, april 1956.

(74) A. CACHON. Communication privée, mars 1972.

(75) S. MIYAKE et al. proc. of the 12th I.C.C.R. Hobart, 1972, 2, E.A.H. 21.

(76) P.R. BLAKE et al. proc. of the 12th I.C.C.R. Hobart, 1972, 2, EAS. 33, 34.

(77) T.A. EGOROV et al. proc. of the 12th I.C.C.R. Hobart, 1972, 6, EAS. 48.

(78) A.M. LEBEDEV et al. proc of the 12th I.C.C.R. Hobart, 1972, 6, EM.41.

(79) N.L. GRIGIROV et al. proc. of the 10th I.C.C.R. Calgary, 1968, 1, 516.

(80) Y. PAL et R. YODTH. proc of the 6th interamerican seminar on cosmic rays, La Paz, 1970, 3.706.

(81) G.L. BASHINDJAHGYAN. proc. of the 12th I.C.C.R. HOBART, 1972, 6,HE24.

(82) A.E. BUSSIAN et al. proc. of the 12th I.C.C.R. Hobart, 1972, 2,1196.

(83) V.V. AKIMOV et al. acta physica academiae scientiarum hungaricae, 29, suppl. 3. 1970, 211.

(84) L. VAN HOVE. conférence sur la physique des hautes énergies, Aix-en-Provence, suppl. J Phys. 11-12, C.5. 125, 1970 et Th. 1115 CERN 1970.

(85) J.N. CAPDEVIELLE et al. C.R. Ac. Sc. Paris, 1, 270, p. 296, série B 1970.

(86) A.CACHON, J.N. CAPDEVIELLE et al. C.R. ac. Sc. Paris, 274, sérieB, p. 665, 1972.

(87) J.N. CAPDEVIELLE et al. C.R. ac. Paris, 269, série B. p.440, 1969.

(88) J.N. CAPDEVIELLE, C.R. Ac. Sc. Paris, 272, série B, 1971, p.493.

(89) J.N. CAPDEVIELLE, conférence sur la physique des hautes énergies, 1970, Aix-en-Provence, C.14.

(90) B.K. CHATTERJEE et al. 10th I.C.C.R. Can. Jour. Phys.46, 10, 1968.

(91) J. ADCOCK et al. proc. Phys. soc. ser. 2 Vol.1, 1968.

(92) R. COWSIK et al. 10th I.C.C.R. Can.jour. phys. 2, 144, 1968.

(93) J.F. DE BEER et al. 10th I.C.C.R. can. jour. phys. 2, 185, 1968.

(94) PH. CATZ, R. MAZE et J. GAWIN. proc. of the 11th, I.C.C.R. 2, 395, 1969.

(95) R. FIRKOWKI et al. proc. of the 11th I.C.C.R. 2, 510, 1969.

(96) J. DUPUY, A. CACHON et J.N. CAPDEVIELLE, C.R. Ac. Sc. Paris, 274, 1972, p.570.

(97) S. MATSUDA. Phys. rev. 1966, 150, 1197.

(98) M. SHAPIRO, T. SAITO et al. 12th I.C.C.R. Hobart, 1971.

(99) M. SHAPIRO and R. SILBERGER, Heavy cosmic ray nuclei, 1970, Washinton D.C.

(100) P. CATZ. thèse d'Etat, Paris, 1970, p.41.

(101) P.R. BLAKE et al. Hobart, 12th, I.C.C.R. EAS. 33, 2, 1972.

(102) V.S. ASEIKIN et al. isv. ac. Nauk. SSSR. Ser. Fiz. 34, N9, 1955, 1970.

(103) L.S. WILSON et al. EAS 27, 1972, Hobart, p.1025, 2, 12th I.C.C.R.

(104) G.B. KRISTIANSEN et al. EAS 32, 1972, Hobart, 6, p.1074, 12th I.C.C.R.

(105) B.A. KHRENOV. Sov. phys. JETP. 14, 1001, 1972.

(106) A.M. HILLAS. proc. of the 11th I.C.C.R. Budapest, 1969, 3, 360.

(107) T. HARA et al. proc. of the 11th I.C.C.R. Budapest, 1969, 3, 361.

(108) K. SUGA et al. phys. rev. lett. 27, 23, 1971, 1604.

(109) B. PETERS, Jour. phys. supp. 11. 12. 30. 1969. C3. 97.

(110) K. KAWABATA et al. publ. Astron. soc. jap. 21. 293. 1969.

(111) J. WDOWCZYK et al. EAS 10. 12th I.C.C.R. 2. Hobart.1972.

(112) E. BAGGE et al. proc. of the 9th I.C.C.R. 2 London. 1966. 738.

(113) E. BÖHM et al. nucl. inst. and methods 40. 1966. 73.

(114) T. KAMEDA et al. proc. of the 9th I.C.C.R. 2. London. 1966. 681.

(115) E. BÖHM. Mai 1971, communication privée.

(116) P. SAMORSKI et al. 12th I.C.C.R. Hobart, 1972. 2. EAS 9. 959.

(117) R. FRITZE et al. 6th Interamerican seminar on cosmic rays, La Paz 1970. 2. p.437.

(118) E. BÖHM. mai 1972. Communication privée.

(119) W. GAIBRAITH and J.V. JELLEY. Part I, J. Atmosph. Terr. Phys. 6(5) 250. 1955.

(120) J.V. JELLEY and W. GAIBRAITH. Part II, 6(6) 304. 1955.

(121) V.I. GOLDANSKII and G.V. ZHDANOV. th. EKSPERIM . i. teor. fiz. 26. 405. 1954.

(122) V.I. ZATZEPIN and A.E. CHUDAKOV. Th. Eksperim. i. teor. Fiz. 42. 1622. 1962.

(123) E. BOSIA. Communication privée. Mars 1972.

(124) A.N. BUNNER. Ph. D. thesis. cornell university, New York, CSUAC 6 1960.

(125) S. BENNETT. Ph. D. thesis, Cornell University, N.Y. 1960.

(126) H.E. BERGESON et al. 10th I.C.C.R. Calgary 2, 399.

(127) M.G.K. MENON. 6th Interamerican seminar on cosmic rays, La Paz. 1970. 4. 1037.

(128) C.B.A. MC CUSKER et al. phys. rev. lett. 23. 658. (1969).

(129) W.T. CHU et al. phys. rev. lett. 24. 917. (1970).

(130) R.K. ADAIR et al. phys. rev. lett. 23. 1355. (1969).

(131) H. FRAENFELDER et al. phy. rev. lett. 24. 33. (1970).

(132) P. KIRALY et al. phy. lett. 31. B. 410 (1970).

(133) GINZBURG and SYROVATSKII. The origin of cosmic rays (1960).

C'est Monsieur J. DUPUY, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de PAU, qui m'a orienté en juin 1967 vers l'étude des rayons cosmiques.

Sous sa direction et sous celle de Monsieur A. CACHON, chargé de Recherche au C.N.R.S., j'ai pu effectuer, grâce aux conseils qu'ils n'ont cessé de me prodiguer, un travail fructueux au Laboratoire cosmique J. DAUDIN de l'Observatoire du Pic du Midi, Laboratoire où j'ai trouvé l'assistance nécessaire pour le mener à bien. Qu'il me soit permis de leur exprimer ma sincère reconnaissance pour l'aide précieuse qu'ils m'ont apportée au cours de ces cinq dernières années, ainsi qu'à Monsieur G. CARMOUZE, collaborateur technique du C.N.R.S., qui a assuré avec une rare compétence le traitement de l'information.

J'adresse mes remerciements respectueux à Monsieur le Professeur J. ROSCH qui m'a accueilli à l'Observatoire du Pic du Midi.

Au cours de ces deux dernières années, de fructueuses discussions avec les équipes de Kiel et de Turin, au sujet de l'ensemble de détection des grandes gerbes installé au Pic du Midi, ont favorisé l'évolution de la confrontation des prédictions théoriques et des résultats expérimentaux. Que MM. E. BOHM, G. BOSIA et O. SAAVEDRA trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

J'exprime à Monsieur le Professeur P. LEHMANN, qui dirige mes recherches au C.N.R.S., toute ma gratitude pour avoir réservé un bon accueil à ce travail et accepté de présider le Jury de cette thèse.

Mes remerciements vont ensuite à Monsieur le Professeur R. OMNES qui a bien voulu s'intéresser à ces calculs et accepter de faire partie du Jury.

Je désire remercier très vivement les sympathiques équipes d'ingénieurs et techniciens de l'Arsenal de Tarbes et du Centre de Mathématiques appliquées de la S.N.P.A. (Pau) qui ont veillé avec soin sur le déroulement des calculs auprès des ordinateurs.

Mes derniers remerciements iront aux membres du jury de la Fondation de la Vocation qui m'ont fait l'honneur de m'accorder une bourse le 3 décembre 1968, et, parmi eux, plus particulièrement à Monsieur le Professeur F. PERRIN de l'Institut, qui a bien voulu présenter mes premiers travaux.